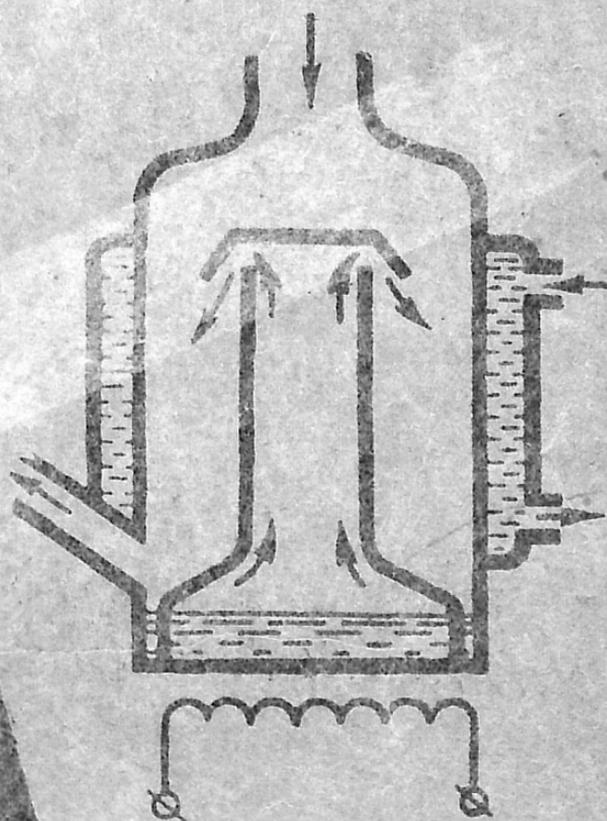


Е. Т. КУЧЕРЕНКО



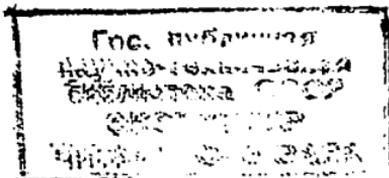
ПОЛУЧЕНИЕ
И ИЗМЕРЕНИЕ
ВЯКУУМА

Е. Т. БУЧЕРЕНКО

ПОЛУЧЕНИЕ
И ИЗМЕРЕНИЕ
ВАКУУМА

ИЗДАТЕЛЬСКОЕ ОБЪЕДИНЕНИЕ «ВИЦА ШКОЛА»
ИЗДАТЕЛЬСТВО ПРИ КИЕВСКОМ
ГОСУДАРСТВЕННОМ УНИВЕРСИТЕТЕ
КИЕВ — 1973

6П5.7
К95



74-3137

Д4

17/89

УДК 53.07/08+53.001.5

Получение и измерение вакуума. Кучеренко Е. Т. Издательское объединение «Вища школа», 1973, 203 с.

В книге изложены основные вопросы физики разреженных газов, рассматриваются принципы работы и устройство большинства вакуумных насосов, методы измерения низких давлений от нескольких десятков миллиметров ртутного столба до сверхвысокого вакуума и дается описание различных групп вакуумметров и измерителей парциальных давлений.

Рассчитана на широкий круг читателей: инженеров-исследователей, техников и работников заводских лабораторий, интересующихся методами и средствами вакуумной техники и технологии и не имеющих специального образования. Может быть полезна студентам технических вузов, физико-математических и инженерно-физических факультетов пединститутов, техникумов, а также учащимся старших классов специальных школ физико-математического профиля.

Табл. 28. Ил. 134. Библиогр. 24.

© Издательское объединение «Вища школа», 1973 г.

К $\frac{0235-083}{M224(04)-73}$ БЗ-30-14-72

РАЗДЕЛ I

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ФИЗИКИ РАЗРЕЖЕННЫХ ГАЗОВ

Глава 1. ЗАКОНЫ ГАЗОВОГО СОСТОЯНИЯ

§ 1.1. Идеальные и реальные газы

Состояние газа можно определить тремя параметрами: давлением p , объемом V и абсолютной температурой T . Связь между ними описывается газовыми законами, строго применимыми только для так называемых идеальных газов.

Идеальным принято считать воображаемый газ, между молекулами которого отсутствуют силы взаимодействия, а сами молекулы представляют собой материальные точки, лишенные объема.

Установленные в физике газовые законы применимы к идеальным газам, находящимся в так называемом макроскопическом состоянии, когда их можно рассматривать как непрерывную среду. Реальные же газы подчиняются газовым законам при небольших давлениях и средних температурах. В области низких температур и высоких давлений реальные газы сильно отличаются от идеальных, и в газовые законы нужно вносить соответствующие поправки.

Разреженные газы, с которыми приходится иметь дело в физике и технике вакуума, по своим свойствам практически не отличаются от идеальных, поэтому в дальнейшем мы будем пользоваться газовыми законами без поправок.

§ 1.2. Закон Бойля — Мариотта

Закон Бойля — Мариотта описывает изменения состояния газа, происходящие при постоянной температуре,

и может быть записан в виде

$$pV = \text{const}, \quad (1.1)$$

т. е. при неизменных массе и температуре произведение давления газа на его объем есть величина постоянная. Такое изотермическое изменение состояния идеального газа графически изображается равносторонней гиперболой (рис. 1.1).

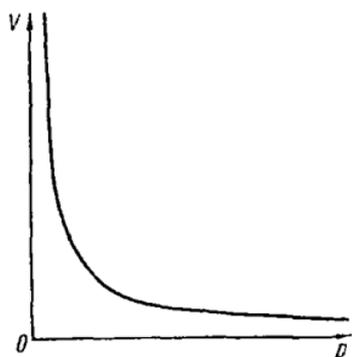


Рис. 1.1. Графическое изображение закона Бойля — Мариотта.

В общем случае, когда постоянна только температура, а количество газа изменяется (например, в процессе откачки), уравнение (1.1) нужно записывать иначе

$$pV = \text{const } Nm, \quad (1.2)$$

где N — число молекул в объеме V ;
 m — масса одной молекулы.

Такое написание закона Бойля — Мариотта позволяет утверждать, что при неизменной температуре произведение давления газа на занимаемый им объем прямо пропорционально массе газа, а следовательно, количество газа можно выражать в единицах pV . Этим удобно пользоваться при решении многих практических задач вакуумной техники.

§ 1.3. Закон Гей-Люссака

Закон Гей-Люссака касается изменений параметров газа, происходящих при постоянном давлении или при постоянном объеме, и описывается выражениями

$$V = V_0 (1 + \alpha t); \quad (1.3)$$

$$p = p_0 (1 + \beta t), \quad (1.4)$$

где V_0 , p_0 — объем и давление газа при 0°C ;
 t — температура, $^\circ\text{C}$.

Графически эти законы изображены на рис. 1.2. Учитывая, что $\alpha = \beta = \frac{1}{273} \text{град}^{-1}$ и переходя к шкале абсолютных тем-

ператур T ($T = 273^\circ + t$), получаем из (I.3)

$$V = \text{const } T, \quad (\text{I.5})$$

т. е. при постоянных массе и давлении объем газа пропорционален его абсолютной температуре.

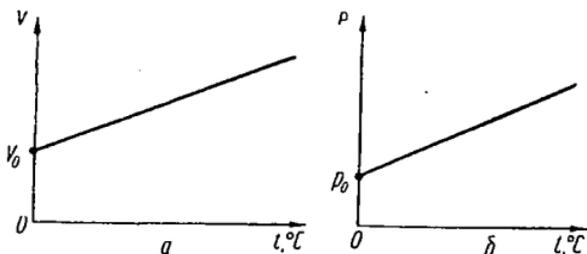


Рис. I.2. Графическое изображение закона Гей-Люссака:
 $a - p = \text{const}$; $b - V = \text{const}$.

Точно так же из выражения (I.4) следует

$$p = \text{const } T. \quad (\text{I.6})$$

§ 1.4. Закон Авогадро

Закон Авогадро является одним из основных газовых законов, открытых на основании химических исследований, и справедлив только для не очень сильно сжатых газов. Согласно этому закону, при одинаковых давлениях и температурах в одинаковых объемах идеальных газов содержится одно и то же число молекул. Отсюда следует, что любой газ, масса которого численно равна молекулярному весу, занимает один и тот же объем. Так, грамм-молекула газа занимает $22\,414 \text{ см}^3$ при нормальной температуре и давлении (т. е. 0°C и 760 мм рт. ст.). Этот объем называют молекулярным, или мольным.

Если расчет ведется в системе СИ, где за единицу массы принят килограмм, то масса газа, численно равная молекулярному весу, называется килограмм-молекулой, или киломолем, а объем, занимаемый одной килограмм-молекулой, при нормальных условиях равен $22,414 \text{ м}^3$.

§ 1.5. Уравнение состояния идеальных газов

Законы Бойля — Мариотта и Гей-Люссака можно объединить в одно уравнение состояния идеальных газов, называемое уравнением Менделеева — Клапейрона,

$$pV = \frac{Nm}{M} R_0 T, \quad (1.7)$$

где p — давление газа;

N — число молекул в объеме V ;

m — масса одной молекулы;

M — молекулярный вес;

R_0 — универсальная газовая постоянная, которая равна $8,314 \cdot 10^3$ дж/кмоль·град (если p выражено в ньютонах на квадратный метр, V — в кубических метрах, m — в килограммах и M — в килограммах на моль).

Так как произведение Nm дает массу всего газа, выраженную в данном случае в килограммах, то отношение $\frac{Nm}{M}$ показывает, сколько взято киломолей газа. Если количество газа равно одному киломолю, т. е. $\frac{Nm}{M} = 1$, то уравнение состояния идеального газа записывается в виде

$$pV_0 = R_0 T, \quad (1.8)$$

где V_0 — объем, занимаемый одной килограмм-молекулой газа.

Число молекул в одном киломоле, равное $N_A = M/m$ называется числом Авогадро. Оно постоянно для любого газа и равно $6,02 \cdot 10^{26}$ кмоль⁻¹.

Пользуясь числом Авогадро, уравнение (1.7) можно переписать

$$pV = NkT, \quad (1.9)$$

где $k = R_0/N_A$ — постоянная величина, называемая молекулярной газовой постоянной, или постоянной Больцмана. В системе СИ $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ дж/град.

§ 1.6. Закон Дальтона

Если газ представляет собой смесь различных химически не взаимодействующих газов, то полное давление равно сумме парциальных давлений газов, входящих в смесь,

$$p_{\text{см}} = \sum_1^n p_i, \quad (1.10)$$

где $p_{\text{см}}$ — полное давление смеси;

p_i — парциальные давления газов, составляющих смесь.

§ 1.7. Различие между газом и паром

В физике вакуума и вакуумной технике часто приходится иметь дело не только с разреженными газами, которые мало чем отличаются от идеальных, но и с парами металлов и других веществ.

Пар — это газообразное состояние веществ в условиях, когда газовая фаза находится в равновесии с жидкой или твердой фазой того же вещества. Однако при изменении температуры это равновесие нарушается и тогда понятие «пар» теряет прежний смысл. Поэтому критерием в таких случаях служит критическая температура $T_{\text{к}}$, т. е. температура, выше которой вещество может находиться только в газообразном состоянии и никаким сжатием (без понижения температуры) сконденсировать его невозможно.

Таким образом, газообразное вещество называют *паром*, если его температура ниже критической, и *газом*, если его температура выше критической.

Средняя комнатная температура ($\sim 20^\circ \text{C}$) намного превышает критическую температуру таких веществ, как водород ($T_{\text{к}} = -241^\circ \text{C}$), кислород (-118°C), аргон ($-122,4^\circ \text{C}$), криптон ($-62,5^\circ \text{C}$). Поэтому в обычных условиях мы называем их газами. Другие газообразные вещества, например ксенон ($T_{\text{к}} = 14,7^\circ \text{C}$), двуокись углерода ($T_{\text{к}} = 31^\circ \text{C}$), нельзя относить к «постоянным» газам, так как их критические температуры близки к комнатной.

Без всяких оговорок мы оперируем терминами «пары воды», «пары ртути», «пары различных масел», потому

что критические температуры этих веществ намного превышают комнатную. То же самое относится к металлам, критическая температура которых достигает нескольких тысяч градусов, и мы говорим об их газообразной фазе как о парах металлов.

В вакуумной технике для различных целей применяются вещества, которые являются источниками паров. В первую очередь это ртуть и вакуумные масла, используемые в качестве рабочей жидкости для некоторых типов вакуумных насосов и манометров. Кроме того, источниками паров в вакуумных установках могут служить и некоторые твердые вещества, применяемые для обеспечения герметичности различных соединений, в качестве смазок, поглотителей и т. д. Все эти жидкости и твердые вещества создают в вакуумной системе определенное давление насыщенных паров, с которым необходимо считаться при откачке вакуумных приборов.

Если речь идет о применимости газовых законов к парам различных веществ, то нужно помнить, что они справедливы только для паров, не находящихся в состоянии насыщения. К насыщенным же парам применимы лишь закон Авогадро и закон Дальтона, которые не связаны с изменением параметров состояния.

Глава 2. НЕКОТОРЫЕ СВЕДЕНИЯ ИЗ КИНЕТИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ ГАЗОВ

§ 2.1. Основные положения кинетической теории газов

При разработке основ кинетической теории газов делаются следующие предположения, которые хорошо подтверждаются на опыте:

1. Газ состоит из отдельных молекул, находящихся в непрерывном и беспорядочном движении. Это движение обуславливает наличие в газе внутренней энергии, которая, как будет показано ниже, связана с температурой газа. Поэтому беспорядочное движение, в котором находятся молекулы газа, называют тепловым движением. Тепловое движение молекул газа имеет только поступательный характер с очень слабым взаимодействием между ними, вследствие чего газообразные вещества не способны самостоятельно сохранять ни форму, ни объем

и всегда занимают все предоставленное им пространство. Этим свойством газообразных веществ пользуются в вакуумной технике при откачке с помощью механических насосов.

2. Молекулы взаимодействуют между собой только при соударениях, причем это взаимодействие носит характер удара упругих шаров. Отсюда следует, что траектории молекул представляют собой ломаные линии.

3. В описанных выше условиях теплота есть не что иное, как средняя кинетическая энергия хаотического движения молекул газа, и ее нельзя рассматривать как вид энергии, отличный от механической. В самом деле, чем сильнее нагрет газ, тем больше скорость теплового движения его молекул.

4. Вследствие хаотического движения молекул, вызванного непрерывными столкновениями, их скорости меняются как по величине, так и по направлению. Однако в этих условиях можно говорить об определенном значении средней скорости, так как всегда приходится иметь дело с очень большим числом молекул, даже при таких разрежениях, как 10^{-7} мм рт. ст. Если при атмосферном давлении в 1 см^3 объема содержится $\sim 10^{19}$ молекул, то при давлении 10^{-7} мм рт. ст. остается еще $\sim 10^9$ молекул. Поэтому есть все основания применять законы больших чисел и, как это делается в классической статистике, говорить о средних скоростях молекул и о существовании устойчивого распределения молекул по скоростям.

5. В пределах применимости газовых законов и кинетической теории газов принято рассматривать газ как непрерывную, вполне изотропную среду, лишенную каких-либо преимущественных направлений.

§ 2.2. Давление с точки зрения кинетической теории газов

С точки зрения кинетической теории давление газа есть следствие ударов молекул о стенки сосуда, в который он заключен, и оценивается суммой импульсов, которые сообщаются единице поверхности стенки отдельными молекулами за единицу времени.

Положив в основу эти представления о давлении газа, можно получить связь давления с такими параметрами,

как число молекул в кубическом сантиметре n и скорость теплового движения u ,

$$p = \frac{2}{3} n \frac{m\bar{u}^2}{2}. \quad (I.11)$$

Величина $\frac{m\bar{u}^2}{2}$ — это средняя кинетическая энергия одной молекулы газа.

Таким образом, давление газа равно двум третям средней кинетической энергии хаотического (теплового) движения молекул, содержащихся в единице объема газа. Выразив n через $\frac{N}{V}$ и подставив в (I.11), получим

$$pV = \frac{2}{3} N \frac{m\bar{u}^2}{2}. \quad (I.12)$$

— Это выражение имеет тот смысл, что вообще для любой массы газа произведение давления на объем равно двум третям средней кинетической энергии всех молекул, занимающих данный объем. Уравнение (I.12) иногда называют основным уравнением кинетической теории газов.

Сопоставляя уравнение (I.12) с (I.7), мы видим, что оно представляет собой уравнение состояния идеального газа, только роль температуры здесь играет среднее значение квадрата скорости теплового движения. Величину $\sqrt{\bar{u}^2}$ принято называть средней квадратичной скоростью U_k , и ее можно определить, приравняв правые части уравнений (I.12) и (I.7). Тогда

$$U_k = \sqrt{\bar{u}^2} = \sqrt{\frac{3R_0T}{M}}. \quad (I.13)$$

Если учесть, что $R_0 = kN_A$, а $N_A = \frac{M}{m}$, то

$$U_k = \sqrt{\frac{3kT}{m}}. \quad (I.14)$$

Из (I.13) и (I.14) следует также, что

$$\frac{m\bar{u}^2}{2} = \frac{3}{2} kT. \quad (I.15)$$

Таким образом, средняя кинетическая энергия теплового движения молекул газа пропорциональна его абсо-

лютой температуре. При этом она не зависит от рода газа и при одной и той же температуре будет одинакова для различных газов.

Вычислим число молекул, заключающееся в 1 см^3 объема, как функцию давления. Для этого значение средней кинетической энергии, выраженное формулой (I.15), подставим в уравнение (I.12) и тогда получим

$$p = \frac{N}{V} kT = nkT \quad (\text{I.16})$$

или

$$n = \frac{p}{kT} = 9,6 \cdot 10^{18} \frac{p [\text{мм рт.ст.}]}{T [^\circ\text{K}]} [\text{см}^{-3}]. \quad (\text{I.17})$$

Отсюда следует, что при комнатной температуре ($T = 300^\circ \text{K}$) и давлении $p = 760 \text{ мм рт. ст.}$ $n = 2,5 \cdot 10^{19}$ молекул/ см^3 .

§ 2.3. Закон распределения молекул газа по скоростям

При хаотическом характере теплового движения молекул газа их скорости непрерывно изменяются как по величине, так и по направлению. Поскольку даже при очень глубоких разрежениях ($p = 10^{-6} \div 10^{-7} \text{ мм рт. ст.}$) в 1 см^3 объема будет находиться очень много молекул, то, применяя законы больших чисел, можно показать, что в любой момент времени число молекул, имеющих определенные скорости, сохраняется постоянным. Некоторое время спустя эти молекулы изменяют свои скорости, но зато другие приобретают такие же. Поэтому можно говорить о существовании устойчивого распределения молекул по скоростям, аналитическое выражение которого впервые дал Максвелл в 1859 г. Он показал, что газ, предоставленный самому себе и не подвергающийся постороннему механическому или температурному воздействию, всегда приходит в такое состояние, что распределение молекул по скоростям описывается функцией

$$f(u) = \frac{dN}{Ndu} = \sqrt{\frac{2m^3}{\pi k^2 T^3}} \exp\left(-\frac{mu^2}{2kT}\right) u^2, \quad (\text{I.18})$$

где dN — число молекул газа, имеющих скорости, заключенные в малом интервале между u и $u + du$;
 N — полное число молекул газа;

m — масса молекулы;
 k — постоянная Больцмана;
 T — абсолютная температура.

Закон распределения молекул по скорости, описываемый уравнением (I.18), некоторое время спустя был подтвержден Больцманом, поэтому его часто называют законом Максвелла — Больцмана.

На рис. I.3 показаны две функции распределения молекул азота по скоростям, соответствующие различным

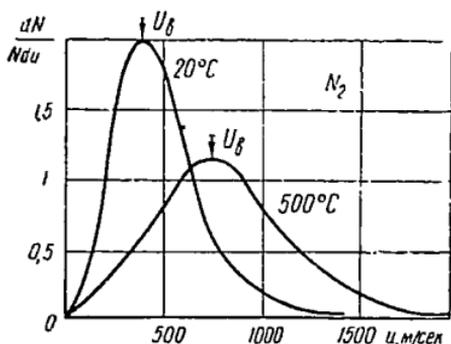


Рис. I.3. Кривые максвелловского распределения скоростей молекул азота для двух температур. По оси ординат отложена доля молекул со скоростями между u и $u+du$. Расчет проведен для $du=10$ м/сек.

температурам газа. Из приведенного графика видно, что функция $f(u)$ с возрастанием скоростей проходит через максимум, причем этому максимуму соответствует тем меньшая скорость, чем ниже температура. Слева от максимума кривая устремляется к нулю (т. е. в объеме нет покоящихся молекул), а со стороны больших скоростей она асимптотически приближается к оси абсцисс. Это значит, что всегда имеется некоторая часть молекул со сколь угодно большими скоростями. Относительная доля таких молекул тем больше, чем выше температура газа.

Из максвелловского закона распределения молекул газа по скоростям можно определить значение *наиболее вероятной скорости* U_B , т. е. скорости, которую обладает наибольшее число молекул. Очевидно, ей будет соответствовать максимум кривой функции распределения, и чтобы ее найти, нужно приравнять нулю производную по скорости от выражения (I.18). Проведем это, получим

$$U_B = \sqrt{\frac{2kT}{m}}. \quad (I.19)$$

Если вместо массы молекулы m ввести молекулярный вес газа M , что более удобно при вычислениях, то выра-

жение (I.19) примет вид

$$U_v = \sqrt{\frac{2R_0T}{M}} = 129 \sqrt{\frac{T}{M}} \text{ [м/сек]}. \quad (\text{I.20})$$

Довольно часто приходится пользоваться *средней арифметической скоростью* U_a , которую формально нужно подсчитывать путем сложения скоростей всех молекул и деления полученной суммы на их число. При известном законе распределения $f(u)$ можно воспользоваться выражением средней величины в интегральной форме

$$U_a = \frac{1}{N} \int_0^{\infty} u dN = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}, \quad (\text{I.21})$$

или, что то же самое,

$$U_a = \sqrt{\frac{8R_0T}{\pi M}} = 145,5 \sqrt{\frac{T}{M}} \text{ [м/сек]}. \quad (\text{I.22})$$

Скорость молекул, соответствующая средней кинетической энергии теплового движения молекул газа, как уже упоминалось выше, называется *средней квадратичной скоростью* U_k . Ее также можно подсчитать, пользуясь интегральным выражением среднего для кинетической энергии и максвелловской функцией распределения молекул по скоростям,

$$\bar{E} = \frac{m\bar{u}^2}{2} = \frac{1}{N} \int_0^{\infty} \frac{mu^2}{2} dN = \frac{3}{2} kT,$$

откуда

$$U_k = \sqrt{\bar{u}^2} = \sqrt{\frac{3kT}{m}} = \sqrt{\frac{3R_0T}{M}} = 158 \sqrt{\frac{T}{M}} \text{ [м/сек]}. \quad (\text{I.23})$$

Полученное таким образом выражение для средней квадратичной скорости совпадает с выражением (I.13), вычисленным ранее из уравнения состояния. Сравнивая выражения средних скоростей U_v , U_a и U_k , мы видим, что они относятся как 1:1,128:1,225.

Из кривых распределения молекул по скоростям теперь нетрудно установить долю молекул, скорости которых заключены в том или ином интервале. Так, число молекул, скорости которых меньше наиболее вероятной скорости U_v , достигает 42,8% их общего числа в объеме,

ОКЗЕМПЛЯР

а число молекул, скорости которых не превышают $2,5 U_B$, составляет 99,4%. Таким образом, можно считать, что скорости большинства молекул лежат в интервале $0—2,5 U_B$.

Закономерное распределение молекул газа по скоростям дает возможность пользоваться вполне определенными значениями средних скоростей теплового (хаотического) движения молекул с установленной выше зависимостью от температуры и молекулярного веса газа.

§ 2.4. Число ударов молекул о стенку

В вакуумной технике число молекул газа ν , ударяющихся о единицу поверхности стенки сосуда за единицу времени, является весьма важной величиной. Знание ее позволяет выполнять практические расчеты, связанные с оценкой пропускной способности отверстий в тонких стенках, при конструировании некоторых типов вакуумных насосов и манометров и т. д.

Зная закон распределения молекул газа по скоростям, можно найти величину ν . Несложный подсчет приводит к выражению

$$\nu = \frac{nU_a}{4}. \quad (1.24)$$

Поскольку, согласно (1.16), $n = \frac{p}{kT}$, то

$$\nu = \frac{p}{4k} \cdot \frac{U_a}{T}. \quad (1.25)$$

Следовательно, при постоянной температуре число ударов молекул о стенку пропорционально давлению газа и средней арифметической скорости теплового движения. В практических расчетах удобно пользоваться формулой, из которой исключено U_a согласно выражению (1.21). Тогда получаем

$$\nu = \frac{p}{4k} \sqrt{\frac{8R_0}{\pi MT}} = 3,5 \cdot 10^{22} \frac{p}{MT} [\text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}], \quad (1.26)$$

если p выражено в миллиметрах ртутного столба, M — в граммах, T — в градусах Кельвина.

Иногда возникает вопрос: какова средняя энергия молекул, ударяющихся о единицу поверхности стенки? Как

было показано выше (см. формулу (I.15)), средняя кинетическая энергия хаотического движения молекул газа в объеме равна $3/2 kT$. Таким образом, на каждую из поступательных степеней свободы (поскольку все они равновероятны) приходится одинаковая энергия

$$E_x = E_y = E_z = \frac{kT}{2}.$$

При выбранном одном преимущественном направлении (например, вдоль оси x), нормальном к поверхности стенки, средняя энергия молекул, приходящаяся на два других направления (y, z), очевидно, останется прежней. Средняя же энергия частиц E_{xv} , движущихся в направлении x и попадающих на единицу поверхности стенки за единицу времени, оказывается равной kT . Таким образом, полная средняя энергия молекул, ударяющихся о стенку, равна

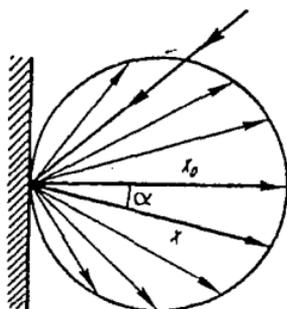


Рис. I.4. Закон распределения молекул газа по направлениям после удара о стенку.

$$E_{xv} + E_y + E_z = 2kT. \quad (I.27)$$

Именно выражением (I.27), а не (I.15) нужно пользоваться, когда идет речь о средней энергии с выделением одного преимущественного направления.

Последний вопрос, который нужно выяснить, это направление скоростей молекул после удара о стенку. Многочисленные опыты показывают, что молекулы после удара о стенку отлетают от нее в направлениях, совершенно не связанных с углом их падения, и подчиняются «закону косинуса» (рис. I.4)

$$n = n_0 \cos \alpha, \quad (I.28)$$

где n_0 — число молекул, отлетающих в единицу времени по нормали к поверхности (направление x_0 на рис. I.4) и заключающихся в единице телесного угла;

n — число молекул, отлетающих под каким-либо другим углом α по отношению к нормали.

Этот закон вытекает из механизма, согласно которому молекулы, ударяясь о стенку, не отражаются от нее,

а удерживаются на ней силами сцепления (адсорбируются) некоторое небольшое время, которое называют временем жизни в адсорбированном состоянии. Затем, под влиянием теплового движения в твердом теле, осевшие молекулы газа покидают стенку (десорбируются), подчиняясь вероятностным законам испарения. При этом они уже обладают максвелловским распределением по скоростям, а направление скоростей подчиняется закону косинуса.

Закон косинуса имеет большое значение в физике и технике вакуума. Его используют, например, при изучении протекания газов по трубам в так называемом молекулярном режиме, реализуемом в области низких давлений, при создании теории работы механических молекулярных насосов и т. д.

Глава 3. СВОЙСТВА ГАЗОВ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ СТЕПЕНИ РАЗРЕЖЕНИЯ

§ 3.1. Средняя длина свободного пути молекул газа

Молекулы газа, находясь в хаотическом (тепловом) движении, не только ударяются о стенки сосуда, в который заключен газ, но и непрерывно сталкиваются между

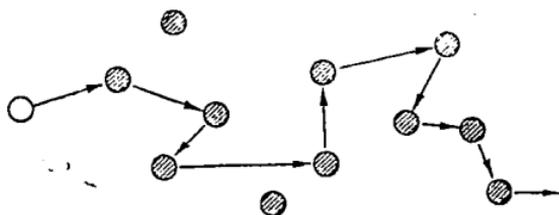


Рис. 1.5. Один из возможных путей движения молекулы в газе.

собой. Вследствие этого каждая молекула движется по сложной пространственной ломаной траектории, прямолинейные участки которой соответствуют свободному перемещению молекулы без столкновений. На рис. 1.5 схематически изображено произвольное распределение молекул (заштрихованные кружки) и путь, проходимый одной из них (белый кружок).

Вследствие хаотичности теплового движения прямолинейные участки молекул между двумя столкновениями не могут быть одинаковыми. Но и в этом случае, из-за наличия определенного закона распределения длин свободных пробегов, можно, аналогично понятию средней скорости теплового движения, говорить о средней длине прямолинейных участков, рассчитанной для большого числа столкновений. Эта величина также является вполне определенной, называемой *средней*

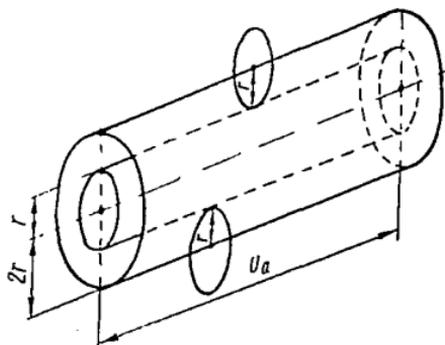


Рис. I.6. К вычислению средней длины свободного пробега молекулы газа.

длиной свободного пути, или средним свободным пробегом молекулы λ . Ее можно определить из выражения

$$\lambda = \frac{U_a}{z}, \quad (I.29)$$

где U_a — средняя скорость молекулы;

z — число столкновений молекулы за единицу времени.

Легко видеть, что число столкновений z равно количеству молекул, которые встретятся на пути движения одной «меченой» молекулы. Если d — диаметр молекулы, то она встретит другую молекулу только в том случае, если их центры расположены на расстоянии не более d (рис. I.6). Тогда z будет равно числу молекул, центры которых находятся в объеме цилиндра с радиусом d и высотой, численно равной скорости U_a , т. е.

$$z = \pi d^2 U_a n, \quad (I.30)$$

где n — молекулярная концентрация.

Этот расчет сделан в предположении, что все молекулы газа, кроме меченой, неподвижны. В действительности же скорости молекул изменяются согласно максвелловскому закону. Учитывая это, можно уточнить формулу (I.30)

$$z = \sqrt{2} \cdot \pi d^2 U_a n, \quad (I.31)$$

тогда

$$\lambda = \frac{U_a}{z} = \frac{1}{\sqrt{2} \cdot \pi d^2 n}. \quad (I.32)$$

Отсюда видно, что средняя длина свободного пробега обратно пропорциональна концентрации молекул газа, а следовательно, в соответствии с (I.16), должна зависеть от давления газа

$$\lambda = \frac{kT}{\sqrt{2} \cdot \pi d^2 p}. \quad (I.33)$$

Из выражения (I.32) следует также, что при постоянной концентрации n длина свободного пробега λ не зависит от скорости молекул, а следовательно, и от температуры газа. Однако этот вывод противоречит опыту. В самом деле, с повышением температуры λ увеличивается. Это несоответствие показывает, что положенный в основу расчета механизм столкновения молекул — столкновение упругих шаров — не вполне правильный, а вывод формулы (I.32) нельзя считать строгим. Проведя более точный расчет с учетом сил взаимного притяжения молекул, можно показать, что средняя длина свободного пути молекул зависит от их скорости, а следовательно, и от температуры газа

$$\lambda_T = \frac{1}{\sqrt{2} \cdot \pi d^2 (1 + C/T)}, \quad (I.34)$$

где λ_T — средняя длина свободного пути при $T^\circ_{\text{абс}}$;

C — постоянная для данного газа (находится из опыта и лежит в пределах от 50 до 300).

При больших температурах вторым слагаемым в знаменателе выражения (I.34) можно пренебречь (по сравнению с единицей), тогда формула для средней длины свободного пробега принимает первоначальный вид (I.32). Это вполне понятно, так как при больших температурах кинетическая энергия молекул значительно превышает потенциальную энергию сил взаимного притяжения, поэтому притяжение между молекулами проявляется мало. Принимая во внимание выражение (I.32), формулу (I.34) можно представить в виде

$$\lambda_T = \frac{\lambda}{1 + C/T}. \quad (I.35)$$

Если через λ_0 обозначить среднюю длину свободного пробега при 0°C (273°K), то нетрудно подсчитать из выражения (I.35), что

$$\lambda_T = \lambda_0 \frac{(273 + C) T}{(T + C) \cdot 273} \quad (\text{I.36})$$

Эта формула позволяет определять длины свободных пробегов молекул газа при данной температуре, если известны их значения при температуре 0°C .

Табличными данными, как правило, являются значения длин свободного пробега при 0°C и нормальном атмосферном давлении. Так, для воздуха при $p = 760 \text{ мм рт. ст.}$ $\lambda_0 = 6,08 \cdot 10^{-10} \text{ см}$, а значение константы C в этих условиях равно 124.

Для оценки длин свободного пробега молекул воздуха при любых давлениях и комнатной температуре можно пользоваться приближенным выражением

$$\lambda = \frac{5 \cdot 10^{-3}}{p \text{ [мм рт.ст.]}} \text{ [см]}. \quad (\text{I.37})$$

§ 3.2. Определение степеней вакуума

Вакуумом принято называть такое состояние газа, когда давление его ниже нормального атмосферного. Так как средняя длина свободного пробега молекул обратно пропорциональна давлению газа, то по мере удаления его из объема (в процессе откачки) может наступить такое состояние, когда соударения молекул газа со стенками будут более частыми, чем их взаимные столкновения. В этих условиях многие явления и свойства газов могут сильно зависеть от того, преобладают ли удары молекул о стенки или их взаимные столкновения. Чтобы всякий раз не подсчитывать количество ударов молекул о стенку и число взаимных столкновений, можно вместо этого сравнивать среднюю длину свободного пробега молекул λ с линейным размером сосуда d . Соотношение между этими величинами и положено в основу характеристики вакуума.

В вакуумной технике различают низкий, средний и высокий вакуум.

Низким вакуумом называется состояние разрежения газа в сосуде или трубопроводе, характеризующееся тем,

что длина свободного пробега молекул значительно меньше линейных размеров сосуда или диаметра трубопровода,

$$\frac{\lambda}{d} \ll 1. \quad (I.38)$$

Средним вакуумом называется разреженность газа в тех же объемах, при которой

$$\frac{\lambda}{d} \approx 1, \quad (I.39)$$

высоким вакуумом, когда

$$\frac{\lambda}{d} \gg 1. \quad (I.40)$$

За последние два десятилетия достигнуты значительные успехи в получении так называемого «сверхвысокого вакуума», который характеризуется очень низкими значениями концентрации молекул и давления газа. В этих условиях длина свободного пробега оценивается десятками тысяч метров (см. формулу (I.37)).

Следуя принятому выше определению степеней вакуума, названные четыре области разрежения можно условно характеризовать следующими интервалами давлений: низкий вакуум — от 760 до 10^{-1} мм рт. ст., средний — от 10^{-1} до 10^{-4} , высокий — от 10^{-4} до 10^{-8} , сверхвысокий — от 10^{-8} мм рт. ст. и ниже.

Выделение сверхвысокого вакуума в отдельную группу связано не столько с большими трудностями, встретившимися при его достижении и измерении, сколько с его революционизирующей ролью при проведении ряда экспериментов. Так, зная число ударов молекул газа о стенку, можно определить время образования мономолекулярного слоя газа на предварительно очищенной поверхности. Для кислорода это время оценивается по формуле

$$t = \frac{2,4 \cdot 10^{-6}}{p[\text{мм рт.ст.}]} [\text{сек.}] \quad (I.41)$$

В условиях высокого вакуума ($p < 10^{-4}$ мм рт. ст.) любая поверхность за очень короткое время оказывается покрытой мономолекулярным слоем газа. И если время какого-либо эксперимента по определению физической

константы превышает время образования монослоя адсорбированного газа, то его нельзя считать корректным. Когда же опыт проводится в условиях сверхвысокого вакуума ($p \sim 10^{-9} \div 10^{-11}$ мм рт. ст. и ниже), то время образования мономолекулярного слоя газа на чистой поверхности будет оцениваться сотнями и даже тысячами минут, а этого вполне достаточно для проведения большинства экспериментов в чистых условиях.

§ 3.3. Теплопередача в разреженных газах

Представим себе, что в некотором объеме газа имеет место неравномерное распределение такой физической величины, как энергия. Тогда в результате теплового движения молекул произойдет перенос энергии из мест большей ее концентрации в места меньшей концентрации, и в газе будет наблюдаться явление теплопередачи, которое в данном случае называют теплопроводностью.

Есть и другой способ теплопередачи в газах — это конвекция, связанная с силовым воздействием гравитационного поля на газ, имеющий различную плотность по объему вследствие наличия температурных градиентов.

Таким образом, общее количество тепла W , переносимое разреженным газом в единицу времени, можно представить в виде суммы

$$W = W_T + W_K, \quad (I.42)$$

где W_T , W_K — передача тепла за счет теплопроводности и конвекции.

Перенос тепла механизмом теплопроводности между двумя коаксиальными цилиндрами с радиусами r и R , имеющими различную температуру, в широком диапазоне давлений хорошо описывается уравнением

$$W_T = K_T (t_r - t_R) p, \quad (I.43)$$

где K_T — коэффициент теплопроводности газа;
 t_r и t_R — температуры малого и большого цилиндров;
 p — давление газа.

В общем случае коэффициент теплопроводности K_T является сложной функцией таких параметров газа, как давление, удельная теплоемкость, молекулярный вес и коэффициент accommodation, который характеризует об-

мен энергией между молекулами газа и материалом поверхности.

В условиях низкого вакуума, когда $\lambda \ll d$, выражение (I.43) упрощается до вида

$$W_T = C (t_r - t_R), \quad (I.44)$$

где C — постоянная величина. Таким образом, теплопроводность при низком вакууме не зависит от давления. В этих же условиях передача тепла путем конвекции может быть описана эмпирическим уравнением

$$W_K = A (t_r - t_R)^{4/3} p^{2/3}, \quad (I.45)$$

где A — коэффициент, зависящий от температуры газа, материала нагревателя и геометрических размеров системы.

В области среднего вакуума, когда длина свободного пробега молекул соизмерима с расстоянием между цилиндрами, теплопроводность газа начинает зависеть от давления и подчиняется закону (I.43). При дальнейшем разрежении взаимные столкновения молекул уменьшаются, следовательно, уменьшаются и связанные с ними потери тепла.

Расчет и опыт показывают, что в условиях среднего вакуума ($\lambda \geq d$) теплопроводность газа находится в прямой зависимости от концентрации молекул, т. е. прямо пропорциональна давлению газа

$$W_T = a (t_r - t_R) p. \quad (I.46)$$

Теперь константа a зависит только от рода газа и его физических свойств и не зависит от давления. Эта линейная зависимость теплопроводности газов от давления, как увидим ниже, лежит в основе работы тепловых манометров.

§ 3.4. Режимы течения газов

В пределах применимости кинетической теории газов можно считать, что каждая молекула обладает собственной скоростью, а весь рассматриваемый газ в целом остается неподвижным. Однако во время откачки вакуумных систем приходится иметь дело с процессами, происходящими при движении всей массы газа относительно

стенок трубопроводов, соединяющих откачиваемый объем с вакуумными насосами. В вакуумной технике ограничиваются рассмотрением так называемого ламинарного течения, т. е. течения, не сопровождающегося завихрениями в движущемся газе, и различают три режима: вязкостный, молекулярный и молекулярно-вязкостный.

Вязкостный режим течения газа наблюдается в низком вакууме, когда средняя длина свободного пути молекул газа значительно меньше поперечных размеров соединительных трубопроводов. В этих условиях число столкновений между молекулами намного больше числа ударов молекул о стенку. При взаимных соударениях молекул происходит обмен энергиями, не приводящий к изменению величины средней скорости молекул, а столкновение со стенками связано с полной потерей молекулами своей направленной скорости. Поэтому газ в целом будет двигаться с различной скоростью по поперечному сечению трубопровода.

Если r_0 — радиус трубопровода, l — его длина, а $(p_1 - p_2)$ — разность давлений на длине l , то изменение скорости вдоль радиуса при вязкостном режиме течения газов описывается параболическим законом

$$u = \frac{(p_1 - p_2)(r_0^2 - r^2)}{4\eta l}. \quad (I.47)$$

Здесь η — коэффициент вязкости газа, который не зависит от давления в довольно широком диапазоне и определяется из выражения

$$\eta = \frac{0,62}{d^2} \sqrt{\frac{mkT}{\pi^3}}, \quad (I.48)$$

где d и m — диаметр и масса молекул газа;

T — абсолютная температура.

Зная закон изменения скорости движения газа вдоль радиуса трубы, можно вычислить объемный расход газа Q_v через поперечное сечение трубопровода за единицу времени по формуле

$$Q_v = \int_0^{r_0} u \cdot 2\pi r dr = \frac{\pi r_0^4}{8\eta l} (p_1 - p_2). \quad (I.49)$$

Но так как поток Q , т. е. количество газа, проходящее через поперечное сечение трубопровода за единицу времени, в вакуумной технике принято выражать в единицах $\left(\frac{\rho V}{t}\right)$, то

$$Q = Q_V \rho_{\text{ср}}, \quad (I.50)$$

где $\rho_{\text{ср}}$ — среднее арифметическое из ρ_1 и ρ_2 .

Подставив значение Q_V из (I.49) в (I.50), получим

$$Q = \frac{\pi r_0^4}{8\eta l} (\rho_1 - \rho_2) \rho_{\text{ср}}. \quad (I.51)$$

Введем понятие пропускной способности U , которая характеризуется количеством газа, протекающим через поперечное сечение трубопровода в единицу времени при единичной разности давлений на его концах, т. е.

$$U = \frac{Q}{\rho_1 - \rho_2}. \quad (I.52)$$

В вязкостном режиме течения газа величина U_v для цилиндрического трубопровода определяется уравнением

$$U_v = \frac{\pi r_0^4}{8\eta l} \rho_{\text{ср}}. \quad (I.53)$$

Следовательно, пропускная способность при вязкостном режиме пропорциональна четвертой степени радиуса трубопровода и обратно пропорциональна длине трубы.

Подставляя в (I.53) значение вязкости $\eta = 18,5 \times 10^{-6}$ н·сек/м² (для воздуха при 20° С) и заменяя радиус r_0 диаметром d_0 , получаем

$$U_v = 10^5 \frac{d_0^4}{l} \rho_{\text{ср}} [\text{м}^3/\text{сек}], \quad (I.54)$$

если d_0 и l выражены в метрах, а $\rho_{\text{ср}}$ — в миллиметрах ртутного столба.

Молекулярный режим течения газа характерен для достаточно низкого давления, когда средняя длина свободного пути превышает поперечные размеры трубопровода. Теперь столкновения между молекулами становятся редкими по сравнению с ударами молекул о стен-

ки, и коэффициент вязкости уже не подчиняется выражению (1.48), а уменьшается с уменьшением давления (рис. 1.7).

При молекулярном режиме течения молекулы газа движутся практически независимо друг от друга, между ними почти не происходит обмена энергиями, поэтому внутренним трением можно пренебречь. Роль уравнивающей силы при движении газа по трубопроводу в этом случае будет играть количество движения, переносимое к стенке в единицу времени всеми уда-

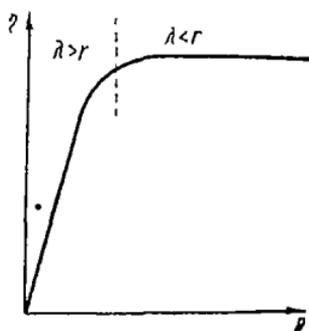


Рис. 1.7. Кривая изменения коэффициента вязкости от давления газа.

ряющимися о нее молекулами. Поэтому скорость перемещения газа остается постоянной для любой точки радиуса трубопровода и выражается формулой

$$u = \frac{r_0 (p_1 - p_2)}{l p_{\text{ср}}} \sqrt{\frac{\pi R_0 T}{2M}}, \quad (1.55)$$

где r_0 и l — радиус и длина трубопровода;
 M — молекулярный вес газа.

В этих условиях объемный расход газа равен

$$Q_V = \frac{8r_0^3 (p_1 - p_2)}{3l p_{\text{ср}}} \sqrt{\frac{\pi R_0 T}{2M}}. \quad (1.56)$$

Отсюда получаем выражение для потока газа Q

$$Q = Q_V p_{\text{ср}} = \frac{8r_0^3}{3l} \sqrt{\frac{\pi R_0 T}{2M}} (p_1 - p_2) \quad (1.57)$$

и пропускной способности трубопровода U_M при молекулярном режиме течения газа

$$U_M = \frac{Q}{p_1 - p_2} = \frac{8r_0^3}{3l} \sqrt{\frac{\pi R_0 T}{2M}} = 38,1 \sqrt{\frac{T}{M}} \cdot \frac{d_0^3}{l} [\text{м}^3/\text{сек}], \quad (1.58)$$

если d_0 и l выражены в метрах.

Сравнивая (I.58) с (I.54), можно видеть, что при молекулярном режиме течения пропускная способность U_M пропорциональна кубу диаметра трубопровода (а не четвертой степени) и не зависит от давления газа.

Для воздуха ($M=28,8$, $T=300^\circ\text{K}$) формулу (I.58) можно свести к удобному для практических вычислений виду

$$U_M = 121,5 \frac{d_0^3}{l} [\text{м}^3/\text{сек}]. \quad (\text{I.59})$$

На практике часто приходится оценивать пропускную способность диафрагмы (отверстия диаметром d) в молекулярном режиме течения (U_{M0}). В этом случае можно пользоваться выражением (для воздуха при комнатной температуре)

$$U_{M0} = 91 d^2 [\text{м}^3/\text{сек}]. \quad (\text{I.60})$$

Молекулярно-вязкостный режим течения газа — это промежуточный режим, который реализуется в области среднего вакуума, когда наряду с внутренним трением газа сказывается и независимое тепловое движение отдельных молекул, связанное с соударениями со стенками вакуумной системы. Пропускная способность трубопровода для этого режима U_{MB} может быть вычислена по полуэмпирической формуле

$$U_{MB} = U_B + bU_M. \quad (\text{I.61})$$

Здесь коэффициент b зависит от давления и изменяется в пределах от 0,8 до 1. Принимая в среднем $b=0,9$ и используя для U_B и U_M выражения (I.54) и (I.58), получаем для воздуха при 20°C

$$U_{MB} = 121,5 \frac{d_0^3}{l} (1,56 \cdot 10^3 d_0 p_{\text{ср}} + 0,9) [\text{м}^3/\text{сек}], \quad (\text{I.62})$$

если d_0 , l выражены в метрах, а p — в миллиметрах ртутного столба.

Расчет показывает, что для цилиндрического трубопровода диаметром $d_0 \approx 20$ мм молекулярно-вязкостный режим реализуется в интервале давлений $\sim 2 \cdot 10^{-3}$ — $0,5$ мм рт. ст.

Глава 4. НЕКОТОРЫЕ ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ ПРИ НИЗКИХ ДАВЛЕНИЯХ

§ 4.1. Испарение и конденсация в вакууме

Как уже упоминалось выше, в твердых телах и жидкостях молекулы удерживаются силами связи и совершают тепловые колебательные движения с различной по величине амплитудой, которая в свою очередь зависит от температуры вещества. Очевидно, что только при температуре абсолютного нуля амплитуда колебаний может быть равна нулю. С повышением температуры колебания усиливаются и отдельные молекулы уходят на такое расстояние, когда уже практически не сказывается притяжение соседних молекул. Тогда мы говорим, что начался процесс испарения.

Если испарение происходит в замкнутом объеме в вакууме, т. е. вещество находится в соприкосновении со своим паром, то через некоторое время наступает состояние равновесия: сколько молекул переходит в пар, столько же их возвращается обратно в жидкость или твердое тело. Это происходит потому, что молекулы пара также участвуют в хаотическом тепловом движении, некоторое число их ударяется о вещество, и они снова конденсируются. В этих условиях пар достигает состояния насыщения.

Так как насыщенный пар не подчиняется закону Бойля — Мариотта, то его давление (иногда говорят «упругость пара») можно изменить только путем изменения температуры вещества. При этом зависимость давления p насыщенного пара от температуры (когда p не превышает 1 мм рт. ст.) оценивается по уравнениям типа

$$\lg p = A - \frac{B}{T}, \quad (1.63)$$

где A и B — константы, характерные для данного вещества. Они определены для многих веществ и приводятся в соответствующих справочниках. Так, для вольфрама $A = 12,24$; $B = 40,26 \cdot 10^{-3}$. При этих значениях A и B давление по формуле (1.63) будет выражено в единицах 10^{-3} мм рт. ст.

Если нагретое вещество поместить в вакуум и производить непрерывную откачку, то равновесие не может наступить, так как по мере образования пара происходит

его удаление. Процесс испарения продолжается, и тогда говорят о *скорости испарения* вещества в вакууме. Ее можно оценить, если воспользоваться выражением числа молекул ν , ударяющихся в единицу времени о единицу поверхности стенки. Взяв вначале вещество в состоянии равновесия со своим паром, можно определить массу мо-

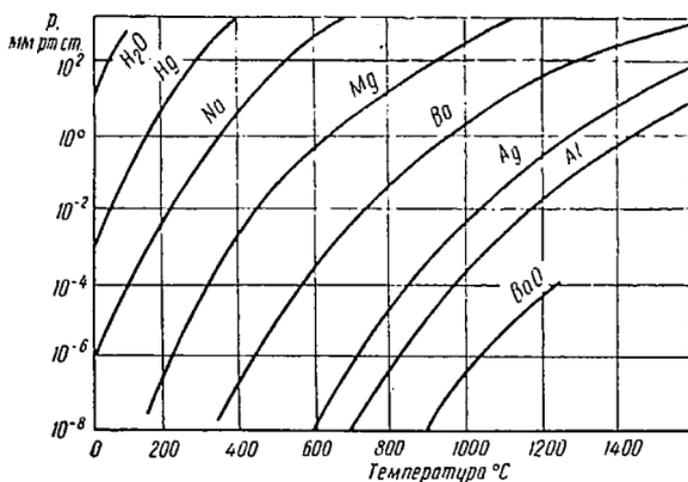


Рис. 1.8. Давление насыщенных паров некоторых металлов.

лекул μ_p , ударяющихся о квадратный сантиметр поверхности вещества,

$$\mu_p = \nu t = \frac{1}{4} n U_a t. \quad (1.64)$$

Ввиду равновесия такая же масса вещества будет испаряться в 1 сек с 1 $см^2$ поверхности. Начав теперь откачку, мы устраняем конденсацию пара, но не изменяем испарение. Таким образом, формула (1.64) будет выражать скорость испарения вещества в вакууме.

Подставив в (1.64) $n = \frac{p}{kT} = \frac{pM}{R_0T}$ и $U_a = \sqrt{\frac{8R_0T}{\pi M}}$, получим

$$\mu_p = p \sqrt{\frac{M}{2\pi R_0T}}. \quad (1.65)$$

В условиях высокого вакуума с помощью этой формулы можно оценивать массу вещества, испаряющегося с 1 $см^2$ поверхности за единицу времени, если известны

температура и давление пара для равновесного состояния.

Сведения относительно давления паров различных материалов и скорости их испарения часто бывают необходимы в связи с исследованиями и промышленными разработками в физике и технике высокого вакуума, когда приходится иметь дело с металлами при высоких температурах или газами и парами при очень низких температурах.

Количественное представление об упругостях насыщенных паров некоторых металлов и соединений, которые используются в вакуумной технике, можно получить из кривых рис. 1.8. Здесь мы видим, что различные вещества сильно отличаются друг от друга по величине давления (упругости) пара при одной и той же температуре. Упругость пара твердых веществ значительно ниже, чем жидкостей. Из рисунка также видно, что для всех веществ давление пара возрастает с температурой почти экспоненциально, что подтверждает применимость эмпирической формулы (1.63).

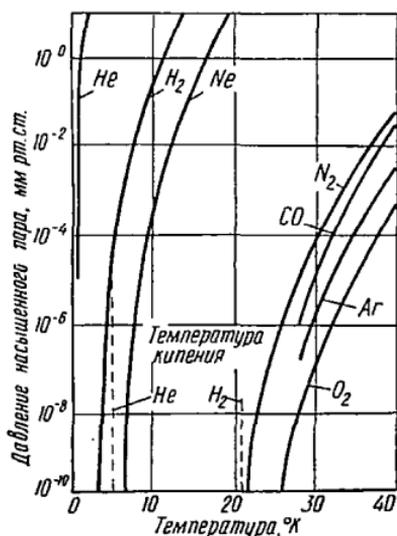


Рис. 1.9. Давление насыщенных паров при низких температурах.

Когда температура стенок сосуда, в котором находится газ, ниже критической, последний может конденсироваться, и тогда также говорят об упругости пара. Если сосуд является частью вакуумной установки (например, ловушка, охлаждаемая жидким азотом), то тогда предельно достижимый уровень вакуума будет определяться упругостью пара сконденсированного газа на стенках этого сосуда. Кривые рис. 1.9 графически изображают давления насыщенных паров большинства газов, входящих в состав атмосферного воздуха, при температурах ниже критических.

§ 4.2. Поглощение газов и паров твердыми телами

Опыт показывает, что различные твердые тела поглощают значительные количества газа. Газ может проникать в глубь твердого тела, подобно тому как это происходит при растворении газа в жидкости. Такое глубинное удержание газа твердыми телами принято называть *абсорбцией*. Помимо этого, газ может также удерживаться поверхностью твердого тела с образованием пленки толщиной в один или несколько молекулярных слоев. Тогда говорят о явлении *адсорбции*. Абсорбция и адсорбция газов или паров редко встречаются в чистом виде. В большинстве случаев поглощенный газ может частично находиться на поверхности, а частично диффундировать в толщу твердого тела. Поэтому в тех случаях, когда трудно установить характер механизма поглощения газа, употребляют более общий термин «сорбция», объединяющий оба понятия — адсорбцию и абсорбцию.

Твердые тела, поглощающие газ, иногда называют сорбентами или, если это явление разделимо, адсорбентами (абсорбентами). Поглощаемый же газ или пар называется сорбатом (адсорбатом или абсорбатом).

Обратный процесс удаления газа из сорбента (скажем, путем нагревания в вакууме) называют *десорбцией*.

Механизм поглощения газа при адсорбции может быть разным, так как в системах твердое тело — газ адсорбция обусловлена различными по природе силами. Адсорбция бывает физической или химической.

При физической адсорбции молекулы адсорбата сохраняют свою индивидуальность, а адсорбционные силы имеют ту же природу, что и межмолекулярное взаимодействие в газах, жидкостях и твердых телах. Адсорбированные молекулы газа принимают участие в тепловом (колебательном) движении атомов твердого тела и, следовательно, при достаточно большой амплитуде этого движения могут испаряться (десорбироваться) из поверхности твердого тела. Если ввести понятие среднего времени жизни молекулы в адсорбированном состоянии τ , то число адсорбированных молекул на единице поверхности тела n_a должно быть пропорционально τ и числу молекул, ударяющихся о единицу поверхности за единицу времени. Поэтому в откачанном до низкого давления объеме

поверхностная концентрация молекул газа на адсорбенте будет выше, чем в объеме, и в этом случае говорят, что поверхность тела поглощает газ.

Какое количество газа может адсорбироваться на поверхности твердого тела? Опыт показывает, что для данного твердого тела адсорбция зависит от природы и давления газа. Количественную связь массы адсорбированного газа от давления

(при постоянной температуре) получают из экспериментальных кривых — изотерм адсорбции. На рис. 1.10 показан типичный ход кривых адсорбции для двух температур $T_1 < T_2$. На них можно выделить три характерные области: область низких давлений (участки Oa), область средних давлений (ab) и область высоких давлений (bc). На отрез-

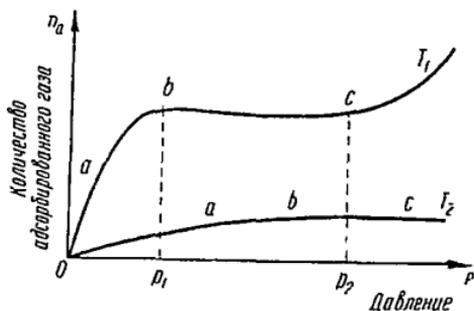


Рис. 1. 10. Зависимость количества адсорбированного газа от его давления при постоянной температуре твердого тела.

ках кривых Oa величина адсорбции пропорциональна давлению газа, а затем кривые переходят к насыщению (участки ab). В этих условиях поверхность твердого тела покрывается мономолекулярным слоем, т. е. слоем, толщина которого не превышает размеров одной молекулы (атома) газа. При дальнейшем увеличении давления происходит наращивание первого адсорбированного слоя, и адсорбированный газ может образовать пленку, состоящую из нескольких молекулярных слоев.

Состояния, отмеченные на изотермах адсорбций, из-за теплового движения атомов твердого тела являются состояниями динамического равновесия, когда некоторые адсорбированные молекулы постоянно покидают поверхность тела (десорбируются), а другие приходят из объема — адсорбируются. Как видно из рис. 1.10, для повышения адсорбционной способности твердого тела необходимо понижать его температуру, и, наоборот, если мы хотим удалить адсорбированные газы (обезгазить данную поверхность), нужно нагревать твердое тело. Этими приемами широко пользуются в вакуумной технике для получения и поддержания низких давлений.

Иногда взаимодействие между газом и твердым телом напоминает химическую реакцию, тогда говорят о химической адсорбции. При этом действуют силы химической связи, отличные по своей природе от сил межмолекулярного взаимодействия и часто их даже превосходящие. Так, например, на пленку кислорода, образовавшуюся на вольфрамовой нити, водород практически не оказывает никакого воздействия даже при температуре 1500°C . Это говорит о том, что удерживаемый вольфрамовой нитью кислород действует совершенно не так, как в газообразном состоянии.

Между химической и физической адсорбциями существует различие еще и в том, что эффективность физической адсорбции с понижением температуры сильно возрастает, в то время как химическая адсорбция при недостаточно высоких температурах совсем не происходит и, наоборот, очень быстро усиливается с повышением температуры. При нагревании тела газ, связанный механизмом химической адсорбции, из него либо совсем не удаляется, либо удаляется очень плохо. При этом химический состав десорбированного газа отличается от адсорбированного.

Явление химической адсорбции называют также «хемосорбцией», так как количество тепла, выделяющееся при этом процессе, по порядку величины соответствует тепловым эффектам химической реакции.

При объемном поглощении газов твердыми телами (абсорбции) количество поглощенного газа растет пропорционально объему тела и зависит от его природы. Абсорбция газа твердым телом, исключая хемосорбцию и физическую адсорбцию, идет в направлении образования твердого раствора, т. е. проникновения молекул газа внутрь кристаллической решетки твердого тела.

Типичными абсорбентами газов, которые широко используются в вакуумной технике, являются металлы. В зависимости от условий они могут поглощать объемы газов, в сотни раз превышающие их собственный объем. Например, титан поглощает до 1800 объемов водорода при нормальных условиях (20°C и 760 мм рт. ст.), цирконий — 1500, палладий — 900, тантал — 750. Для этих металлов водород абсорбируется всегда в виде истинного раствора и пропорционально корню квадратному из давления, а не давлению p , как это было в случае физической адсорбции при низких давлениях (рис. I. 10). Так

как при абсорбции с образованием твердых растворов нет явлений хемосорбции, то зависимость ее от \sqrt{p} можно объяснить предположением, что молекулярные газы, диффундируя в металлы, диссоциируют на атомарные компоненты. Вследствие того, что абсорбированные газы проникают в глубь металла, через некоторый промежуток времени газ начнет проходить сквозь металл. Этот процесс диффузии газов через металлы зависит от природы метал-

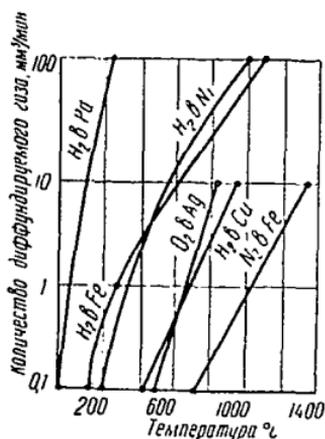


Рис. I.11. Скорость диффузии некоторых газов через 1 см^2 поверхности различных металлов с толщиной стенки 1 мм при $p=760 \text{ мм рт. ст.}$

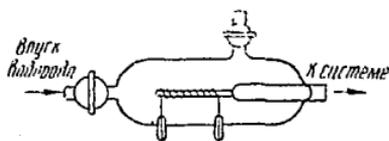


Рис. I.12. Прибор для напуска водорода в систему путем диффузии его через палладиевую трубку.

ла и газа, толщины стенок и связан с давлением газа и температурой металла уравнением

$$W = \frac{a}{d} \sqrt{p} \cdot e^{-b/T}, \quad (I.66)$$

где W — количество диффундируемого газа, объемные единицы за единицу времени;

a и b — константы для данной пары металл — газ;

d — толщина стенок;

p — давление у той поверхности металла, в которую входит газ,

T — абсолютная температура.

На рис. I.11 приведены кривые, иллюстрирующие скорость диффузии для различных металлов и газов. Здесь обращает на себя внимание большая скорость диффузии водорода через палладий по сравнению с другими металлами. Так, при температуре $\sim 220^\circ \text{C}$ сквозь палладиевую стенку площадью 1 см^2 и толщиной 1 мм за 1 мин проходит 10 мм^3 водорода, приведенного к 760 мм рт. ст. Этим свойством палладия пользуются для очистки и напуска

водорода в вакуумную систему через нагретую палладиевую трубку с помощью устройства, показанного на рис. 1.12. Аналогичные устройства можно применять для кислорода, пропуская его через нагретую серебряную трубку, азота и CO_2 , пропуская через нагретую железную трубку, и др.

§ 4.3. Связывание газов при электрическом разряде

Идея использования электрического разряда для поглощения газов известна давно. Уже в первых газоразрядных трубках низкого давления было замечено, что в процессе их горения нужно увеличивать напряжение, необходимое для прохождения тока, а через некоторое время они вовсе становились «непроводящими». Подобное явление наблюдалось и в газонаполненных рентгеновских трубках. Так как в последнем случае вынужденное повышение напряжения вызывало увеличение проникающей способности (жесткости) рентгеновских лучей, то явление поглощения газа при токопрохождении через разряженный газ получило название «жестчения».

Для того чтобы понять явление поглощения газа при электрическом разряде, необходимо вкратце рассмотреть механизм электрической проводимости, который происходит, например, в трубке с тлеющим разрядом. Здесь носителями электрических зарядов являются как электроны, так и положительные ионы. Однако благодаря большей подвижности и меньшей массе электроны переносят значительно большую часть тока, а ионы в разряде с холодным катодом выполняют роль поставщиков электронов.

В самом деле, при установившемся распределении потенциала между катодом и анодом, показанном на рис. 1.13, основная часть приложенного напряжения приходится на довольно узкий катодный слой. В остальной же части трубки (положительном столбе или плазме разряда) градиент потенциала сравнительно мал. В этих условиях ионы из плазмы направленным потоком двигаются в сторону катода, попадают в катодный слой и дополнительно ускоряются в нем до энергии, равной величине катодного падения потенциала. Поскольку катодный скачок потенциала обычно равен нескольким сотням вольт,

ускоренные до такой энергии ионы, ударяясь о поверхность катода, выбивают из него вторичные электроны. Последние, проходя катодную область разряда, ускоряются, затем попадают в положительный столб, где и растрачивают полученную энергию на возбуждение и ионизацию атомов газа-наполнителя (иначе говоря, «термализуются»).

Кроме вынужденного движения ионов по полю в сторону катода, в разряде имеет место направленный поток

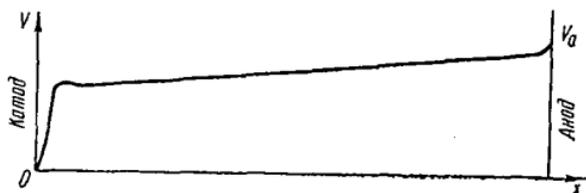


Рис. 1.13. Распределение потенциала вдоль оси разрядной трубки с холодным катодом.

ионов и электронов на стенки разрядной трубки. Но так как стенка всегда заряжена до некоторого отрицательного потенциала, то здесь ионы также ускоряются и попадают на нее с повышенной скоростью по сравнению со средней скоростью теплового движения ионов в положительном столбе разряда.

Таким образом, в газоразрядных приборах всегда возникают специфические условия, при которых часть газа находится в ионизованном состоянии и положительные ионы с некоторой направленной скоростью попадают на катод, отрицательные электроды и стенки разрядной трубки.

Опыт показывает, что если газ находится в ионизованном состоянии, то процесс поглощения его механизмами физической и химической адсорбции протекает с большей эффективностью. Кроме того, при интенсивной ионной бомбардировке происходит распыление отрицательных электродов с образованием пленок распыленного вещества на стенках и электродах газоразрядного прибора. Эти пленки могут дополнительно адсорбировать и абсорбировать достаточно большие количества остаточного газа. Если процесс бомбардировки электродов продолжается непрерывно, то наслаивающиеся пленки распы-

ленного вещества «замуровывают» насыщенные газом ранее образованные слои, и тогда явление поглощения газа становится необратимым. Как мы увидим ниже, этим явлением широко пользуются при конструировании ионно-сорбционных насосов.

Наблюдаемое снижение давления во времени при поглощении газов в электрическом разряде также следует

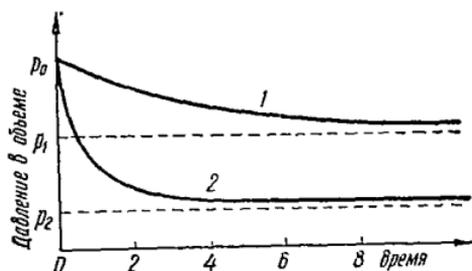


Рис. 1.14. Изменение давления в объеме при обычной адсорбции (кривая 1) и при электрическом разряде (кривая 2).

экспоненциальному закону. Однако оно происходит гораздо быстрее, а минимальный уровень его намного ниже, чем при обычном поглощении газа твердыми телами. Это хорошо иллюстрируют кривые рис. 1.14. Здесь кривая 1 описывает явление обычной адсорбции, а кривая 2 — поглощение газа при

электрическом разряде (шкала времени показана условно).

Не следует также забывать, что адсорбированные газы не удаляются из объема и после прекращения разряда (или повышения температуры) могут десорбироваться и снова попасть в объем газоразрядного прибора.

РАЗДЕЛ II ПОЛУЧЕНИЕ ВАКУУМА

Глава 1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ

§ 1.1. Современные требования к вакууму и его значение в производстве электровакуумных приборов

Развитие методов получения вакуума было вызвано к жизни непрерывным совершенствованием производства электровакуумных приборов, родоначальником которых является лампа накаливания, предложенная русским электротехником А. Н. Лодыгиным в 1872 г. Приступая к изучению методов получения вакуума, необходимо выяснить его значение для современных электровакуумных приборов.

Большинство современных вакуумных приборов требует создания и поддержания в них в течение всего срока службы сравнительно высокого разрежения. Так, для нормальной работы приемно-усилительных электронных ламп давление остаточных газов в них не должно превышать $\sim 10^{-6}$ мм рт. ст. Это связано с тем, что в таких лампах используется электронная эмиссия накаливаемых катодов, чувствительных к уровню давления остаточных газов. Наличие в приборе химически активных газов (даже при давлении $\sim 10^{-5}$ мм рт. ст.) иногда приводит к так называемому «отравлению» эффективного термокатода, связанному с потерей эмиссии, и прибор становится непригодным к дальнейшей работе.

Другой причиной, по которой необходимо понижать давление в вакуумных электронных приборах, является ионная бомбардировка. В самом деле, токопрохождение в приборе с недостаточно высоким вакуумом обязательно сопровождается образованием в объеме положительных ионов остаточных газов. Хотя их и не так много, но, проходя значительные разности потенциалов, прежде чем попасть на катод, они могут ускоряться до сравнительно

больших энергий и производить медленное разрушающее действие на катод вакуумного прибора, изменяя его параметры и сокращая срок службы.

В газоразрядных приборах требования к вакууму не менее жестки, несмотря на то, что после откачки они наполняются специальными (в основном инертными) газами до сравнительно больших давлений. Работа газоразрядного прибора может быть нормальной, если в нем присутствуют определенные газы и при определенном давлении. Наличие даже небольших количеств посторонних газов часто крайне опасно. Так, наличие примесей в разрядной трубке гелий-неонового лазера приводит к разрушению инверсной заселенности возбужденных уровней, и прибор перестает генерировать. В ртутных выпрямителях примеси других газов повышают вероятность обратных зажиганий (пробой в обратном направлении), в газотронах — отравляют накаливаемый катод и т. д.

Возросшие требования к надежности электровакуумных и газоразрядных приборов также повысили уровень требований к рабочему вакууму в них. Что касается уровня разрежения в современных вакуумных приборах, то опыт показывает, что, например, в лампе накаливания давление должно быть не хуже 10^{-4} — 10^{-5} мм рт. ст., в электронных приемно-усилительных лампах — не выше 10^{-6} — 10^{-7} мм рт. ст., в электронно-лучевых приборах — меньше 10^{-7} мм рт. ст., а в приборах с повышенной надежностью желателен вакуум не хуже 10^{-11} мм рт. ст. Парциальное давление примесей остаточных газов в газоразрядных приборах также не должно превышать 10^{-6} мм рт. ст.

Из приведенных примеров видно, что разработка методов получения вакуума имеет важное значение в производстве электровакуумных приборов. Поэтому не случайно физика и техника вакуума в настоящее время во многом определяют успехи различных отраслей электронной промышленности.

§ 1.2. Понятие о процессе откачки и некоторые параметры вакуумных систем

Для создания высокого вакуума в каком-либо экспериментальном приборе, который обычно представляет собой стеклянный или металлический объем с герметиче-

ски впаянными электродами, из него нужно удалить газ. Для удаления (откачки) газа необходимо иметь в своем распоряжении простейшую вакуумную систему (рис. II.1). Она состоит по крайней мере из трех элементов: откачного средства 1 (вакуумного насоса), трубки 2, соединяющей насос с откачиваемым объемом (вакуумпровод), и откачиваемого объема 3.

Будем считать, что вакуумная система герметична (не натекает), а внутри ее нет источников газовой выделенной. До включения вакуумного насоса давление во всей системе одинаково и газ (при макроскопическом рассмотрении) в целом остается неподвижным, хотя все молекулы прини-

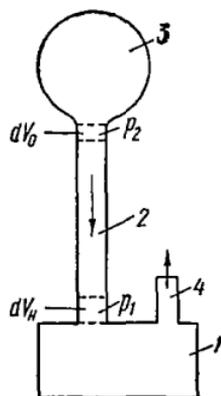


Рис. II.1. Схема простейшей вакуумной системы.

мают участие в тепловом (хаотическом) движении. Это состояние, как мы видели выше, можно характеризовать абсолютной температурой как мерой средней кинетической энергии теплового движения молекул газа. При отсутствии теплообмена с внешней средой температуру газа в рассматриваемой системе также можно считать постоянной.

Включение откачивающего устройства, работа которого основана на принципе непрерывного выбрасывания порций газа через выпускной патрубков 4 в атмосферу, приведет к тому, что на место удаленного газа вследствие теплового движения молекул будет непрерывно поступать газ по вакуумпроводу 2 из откачиваемого объекта 3. Таким образом, при включении вакуумного насоса начнется перемещение газа, и количество его в системе будет непрерывно уменьшаться. Поскольку объем вакуумной системы и температура газа остаются неизменными, то уменьшение количества газа приведет к понижению давления в вакуумной системе, величину которого можно определить из закона Бойля — Мариотта

$$\frac{p_0 V}{N_0 m} = \frac{p_1 V}{N_1 m},$$

откуда

$$p_1 = \frac{N_1}{N_0} p_0, \quad (\text{II.1})$$

где p_0 , p_1 — начальное и конечное давление в откачиваемом объеме;

N_0 , N_1 — количество молекул газа.

Понижение давления при откачке, описываемое выражением (II.1), соответствует статическому состоянию, когда из вакуумной системы удалено количество молекул газа ($N_0 - N_1$). Но так как процесс откачки продолжается непрерывно, то в вакуумпроводе у входного патрубка вакуумного насоса давление p_1 будет ниже, чем давление p_2 на другом его конце у откачиваемого объекта. Следовательно, в динамическом режиме (процесс откачки не прекращается) на концах вакуумпровода создается и поддерживается разность давлений ($p_2 - p_1$), которую принято называть движущей разностью давлений.

Исследования процессов течения газов по трубам (вакуумпроводам) показывают, что движущая разность давлений ($p_2 - p_1$) возникает из-за того, что вакуумпровод оказывает сопротивление потоку газа, подобно сопротивлению проводника электрическому току. Поэтому движущую разность давлений по формальной аналогии с законом Ома можно назвать падением давления вдоль вакуумпровода.

Если воспользоваться понятием потока Q как количества газа, проходящего через поперечное сечение вакуумпровода за единицу времени, то сопротивление вакуумпровода R можно выразить через параметры Q и ($p_2 - p_1$)

$$R = \frac{p_2 - p_1}{Q}. \quad (\text{II.2})$$

Однако в вакуумной технике удобнее пользоваться не сопротивлением вакуумпровода R , а величиной, обратной сопротивлению, — $1/R$, которую по аналогии с проводимостью электрического проводника называют пропускной способностью вакуумпровода U ,

$$U = \frac{Q}{p_2 - p_1}. \quad (\text{II.3})$$

Таким образом, пропускная способность вакуумпровода характеризуется количеством газа, протекающим че-

рез любое его сечение за единицу времени при движущей разности давлений, равной единице. Пропускная способность, как мы видели выше, зависит от режимов течения газа и геометрических размеров вакуумпровода.

Для количественной характеристики степени улучшения вакуума в откачиваемой системе удобно пользоваться такими параметрами, как быстрота действия насоса S_H и быстрота откачки объема S_0 .

Быстротой действия насоса называют объем газа, поступающий в единицу времени из вакуумпровода в насос при впускном давлении p_1 . Математически это можно выразить следующим образом:

$$S_H = - \left. \frac{dV_H}{dt} \right|_{p_1}, \quad (\text{II.4})$$

где dV_H — бесконечно малый объем газа, входящий в насос при впускном давлении p_1 за бесконечно малый промежуток времени dt . Переход к бесконечно малым dV_H и dt связан с тем, что для большинства насосов быстрота действия сильно зависит от давления, которое в свою очередь изменяется во времени, а знак минус в выражении (II.4) учитывает процесс откачки, а не сжатие газа.

При наличии вакуумпровода с сопротивлением R быстрота снижения давления у откачиваемого объема будет меньше, чем у входа в насос. Следовательно, эффективность насоса не будет полностью использоваться, поэтому приходится вводить понятие быстроты откачки объема S_0 .

По аналогии с (II.4) можно записать

$$S_0 = - \left. \frac{dV_0}{dt} \right|_{p_2}, \quad (\text{II.5})$$

где dV_0 — бесконечно малый объем газа, поступающий в вакуумпровод из откачиваемого объема за бесконечно малый промежуток времени dt . Это выражение также характеризует изменение объема газа, поступающего за единицу времени из откачиваемого объема в вакуумпровод при давлении p_2 у его входа.

Величины S_H и S_0 обычно измеряются в объемных единицах за единицу времени. Так как для вакуумпровода количество газа, проходящего через его поперечное сечение в единицу времени, есть величина постоянная и является определением потока Q , то произведение $p \left(\frac{V}{t} \right)$ так-

же должно иметь постоянное значение и может служить количественным выражением потока Q . Здесь p — давление газа в каком-либо сечении вакуумпровода; V/t — объем газа, проходящего через это сечение за единицу времени. Таким образом,

$$Q = p \left(\frac{V}{t} \right). \quad (\text{II.6})$$

Применив (II.6) к сечению входного патрубка насоса, получим

$$Q = p_1 \left(\frac{V_n}{t} \right) = p_1 S_n, \quad (\text{II.7})$$

где S_n — быстрота действия насоса при впускном давлении p_1 .

Таким образом, произведение $p_1 S_n$ выражает собой поток газа у входа в насос и называется производительностью насоса при давлении p_1 .

Можно также ввести понятие быстроты действия вакуумной системы S в любом данном сечении вакуумпровода при давлении p . Тогда аналогично (II.7) произведение

$$pS = Q \quad (\text{II.8})$$

характеризует поток газа в рассматриваемом месте вакуумпровода.

Из выражения (II.8) следует, что, зная поток газа Q , можно определить быстроту откачивающего действия в любом сечении вакуумной системы, если как-то измерить давление в этом месте.

Воспользовавшись выражениями (II.7) и (II.3), можно написать

$$\frac{1}{S_0} = \frac{1}{U} \cdot \frac{p_2}{p_2 - p_1}; \quad \frac{1}{S_n} = \frac{1}{U} \cdot \frac{p_1}{p_2 - p_1}.$$

Вычитая из первого равенства второе и решая относительно $\frac{1}{S_0}$, получаем

$$\frac{1}{S_0} = \frac{1}{S_n} + \frac{1}{U}. \quad (\text{II.9})$$

Это уравнение, связывающее основные параметры вакуумной системы — быстроту откачки объема S_0 , быстроту действия насоса S_n и пропускную способность соединительного вакуумпровода U , называется основным уравне-

нием вакуумной техники. Оно позволяет определять быстроту откачиваемого действия объема, если известны S_n , U , и оценивать необходимую пропускную способность вакуумпровода при заданных S_n и S_0 .

§ 1.3. Методы определения быстроты действия вакуумных насосов

Для большинства реальных насосов быстрота действия S_n зависит от давления и не является постоянной величиной. Постоянной ее можно считать только для интервалов давлений, протяженность которых зависит от типа насоса. Поэтому для простоты рассмотрим вначале теоретический насос, для которого быстрота действия S_n является величиной постоянной (не зависящей от давления) и найдем за-

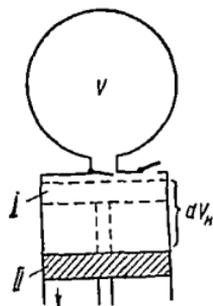


Рис. II.2. К вычислению быстроты действия насоса.

кон, по которому будет изменяться давление в откачиваемом объеме во времени.

Пусть газ из резервуара V (рис. II.2) откачивается простейшим поршневым насосом. Тогда по истечении малого промежутка времени dt при перемещении поршня вниз из положения I в положение II из откачиваемого объема V в рабочую камеру насоса перейдет некоторый элементарный объем газа dV_n . Так как температура системы остается неизменной, то, применяя закон Бойля — Мариотта, убеждаемся, что в откачиваемом объеме давление уменьшилось на величину dp , и можем записать

$$pV = (p - dp)(V + dV_n). \quad (II.10)$$

Отсюда, пренебрегая произведением малых величин $dpdV$, найдем

$$pdV_n = Vdp. \quad (II.11)$$

Умножив и разделив левую часть уравнения (II.11) на dt , получим

$$\frac{dV_n}{dt} dt = V \frac{dp}{p}. \quad (II.12)$$

Согласно определению $\frac{dV_H}{dt} = -S_H$, тогда уравнение (II.12) можно переписать в виде

$$\frac{dp}{p} = -\left(\frac{S_H}{V}\right) dt. \quad (\text{II.13})$$

Поскольку по условию $S_H = \text{const}$ (теоретический насос), то, интегрируя уравнение (II.13), получаем

$$\ln p = -\left(\frac{S_H}{V}\right) t + C, \quad (\text{II.14})$$

где C — константа интегрирования, которую можно определить из начальных условий. Пусть при $t=0$ (начало работы насоса) давление в объеме V равно p_0 . Тогда из (II.14) $C = \ln p_0$ и окончательно

$$p = p_0 e^{-\left(\frac{S_H}{V}\right) t}. \quad (\text{II.15})$$

Таким образом, если исследуемый объем откачивается насосом с постоянной быстротой действия, то закон изменения давления в нем будет выражаться экспоненциальной функцией (II.15), график которой показан на рис. II.3. Отсюда следует, что даже теоретическим насосом ($S_H = \text{const}$ во всем интервале давлений) нельзя получить совершенный вакуум, так как экспонента все время приближается к оси абсцисс, но никогда не пересекает ее.

Из закона изменения давления (II.15) можно получить выражение для быстроты действия теоретического насоса. Для этого нужно взять какой-то момент времени t_1 , которому соответствует давление p_1 (рис. II.3), тогда

$$S_H = \frac{V}{t_1} \ln \frac{p_0}{p_1}. \quad (\text{II.16})$$

Переходя к рассмотрению реальных насосов, нужно помнить, что теперь быстрота действия является функцией давления и только для ограниченного интервала давлений, протяженность которого зависит от типа выбранного насоса, постоянна (рис. II.4). Вторая особенность вакуумных насосов состоит в том, что при некотором входном давлении быстрота действия их становится равной нулю. Это давление называют предельным $p_{ц}$, и

оно также является одним из параметров любого реального насоса.

Почему же быстрота действия реального насоса при достижении предельного давления становится равной нулю? Принципиальные причины здесь две: механические дефекты конструкции (негерметичности, вредные пространства — полости, расположенные вблизи впускного и

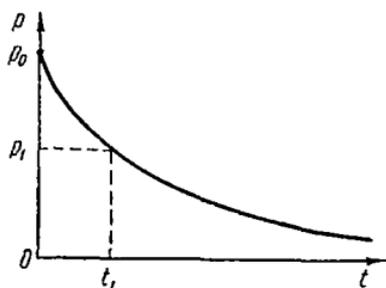


Рис. II.3. График изменения давления во времени для теоретического насоса.

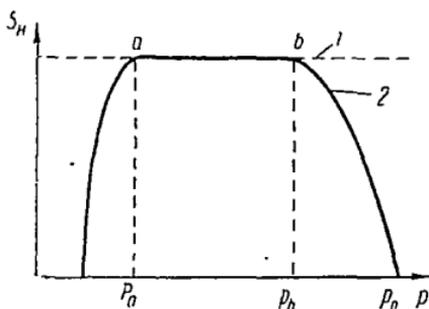


Рис. II.4. Быстрота действия насоса как функция давления: 1 — теоретический насос; 2 — реальный насос.

выпускного отверстий, из которых газ при откачке не удаляется, и т. д.) и наличие паров рабочих жидкостей и смазок.

Изучая закон изменения давления в объеме V при откачке реальным насосом, можно строго пользоваться выражениями (II.15) и (II.16) в интервале $p_a—p_b$ (рис. II.4), в котором быстрота действия остается постоянной величиной. Что касается участков, примыкающих к области ab , то здесь следует вводить понятие о средней быстроте действия насоса на небольших интервалах времени $(t_2—t_1)$, когда давление изменяется не очень сильно. Если моментам времени t_1 и t_2 соответствуют давления p_1 и p_2 , то среднюю быстроту действия насоса в этом интервале следует вычислять по формуле

$$S_n = \frac{V}{(t_2 - t_1)} \ln \frac{(p_1 - p_n)}{(p_2 - p_n)}, \quad (\text{II.17})$$

где p_n — предельное давление для выбранного типа насоса.

Первый метод определения быстроты действия насоса (по формуле (II.17)) называется методом постоянного объема и сводится к снятию экспериментальных

зависимостей $p=f(t)$. Для этого откачиваемый объем 1 с манометром 2 присоединяется непосредственно к входному патрубку насоса 3 без дополнительных вакуумпроводов (рис. II.5).

Качественный ход кривой изменения давления реального насоса показан на рис. II.6.

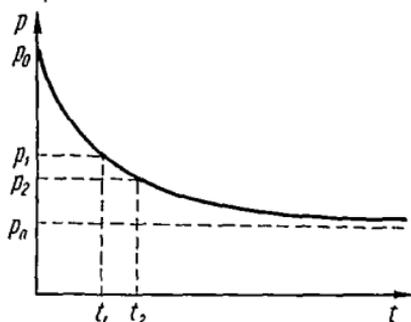
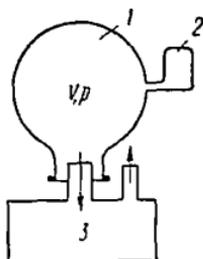


Рис. II.5. Присоединение откачиваемого объема 1 к вакуумному насосу 2 для определения быстроты действия насоса методом постоянного объема.

Рис. II.6. Кривая изменения давления во времени для реального насоса.

Так как S_H изменяется с изменением p , то наиболее удобно (в методе постоянного объема) определять величину S_H из графика зависимости $\ln p=f(t)$ путем нахождения тангенса угла наклона касательной к полученной кривой. В самом деле, из выражения (II.13) следует

$$S_H = -V \frac{dp/p}{dt} \quad \text{или} \quad S_H = -V \frac{d(\ln p)}{dt}, \quad (\text{II.18})$$

где $\frac{d(\ln p)}{dt} = \text{tg } \alpha$ — производная от функции $\ln p = f(t)$, которую обычно определяют графическим путем (рис. II.7). Найденная таким образом величина S_H называется дифференциальной быстротой действия насоса и может характеризовать производительность вакуумного насоса в любой момент времени.

Из рассмотренного выше видно, что метод постоянного объема пригоден в тех случаях, когда речь идет об определении быстроты действия насосов малой производительности. К ним относятся насосы предварительного разрежения, которые рассматриваются ниже.

Для высокопроизводительных вакуумных насосов метод постоянного объема уже не пригоден, так как на-

талкивается на серьезные затруднения в получении экспериментальных зависимостей $p=f(t)$. В основном это связано с инерционностью датчиков вакуумметров, так как при большой скорости откачки время реакции прибора, измеряющего давление, сравнимо со временем изменения давления в объеме и получаемые экспериментальные кривые уже не будут соответствовать действительному изменению давления. При оценке быстроты

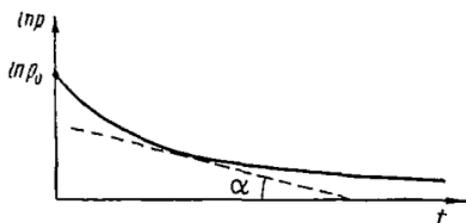


Рис. 11.7. К определению дифференциальной быстроты действия насоса.

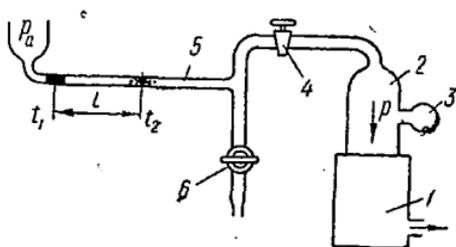


Рис. 11.8. Установка для определения быстроты действия насоса методом постоянного давления.

действия этой группы вакуумных насосов применяют метод постоянного давления. Идея его состоит в следующем. К входному отверстию насоса 1 (рис. 11.8), быстроту действия которого требуется определить, присоединяются объем 2 с манометром 3 и боковая трубка с регулируемым натекателем 4. Вход натекателя 4 сообщается с атмосферой через тонкую трубку (капилляр) 5 и кран 6. При работающем насосе 1 и открытом кране 6 натекателем 4 можно отрегулировать такое количество поступающего в насос воздуха, чтобы манометр 3 показал требуемое стабильное давление p . Затем в трубку 5 впускается капля ртути, кран 6 закрывается, и с этого момента времени t_1 капля ртути начинает перемещаться по трубке 5. Перекрывая натекатель 4 или сообщая систему с атмосферой краном 6, можно остановить передвижение капли ртути в трубке 5. Зная диаметр трубки d и отмечая расстояние l , которое капля ртути прошла за время $(t_2 - t_1)$, вычисляют объем газа V_a , откачанного насосом из трубки 5 при атмосферном давлении. В нашем случае

$$V_a = \frac{\pi d^2}{4} l.$$

Тогда на основании равенства потоков газа Q_a по трубке 5 при атмосферном давлении и в любом сечении объема 2 при давлении p (обозначим его через Q_n) можно записать $Q_a = Q_n$. Но так как по (II.6) и (II.7)

$$Q_a = \frac{p_a V_a}{t_2 - t_1} \text{ и } Q = p S_n,$$

то

$$S_n = \frac{V_a}{t_2 - t_1} \cdot \frac{p_a}{p} = \frac{\pi d^2 l}{4(t_2 - t_1)} \cdot \frac{p_a}{p}. \quad (\text{II.19})$$

Как видно из вышензложенного, метод постоянного объема можно также называть методом постоянного потока, поскольку определение быстроты действия насоса в конечном счете сводится к использованию равенства потоков в различных участках неразветвленного вакуумпровода, ведущего к насосу. Этот метод пригоден и для определения быстроты откачки вакуумной системы в любой ее точке, где имеется манометр, контролирующий равновесное давление p .

§ 1.4. Классификация вакуумных насосов и их параметры

Чтобы создать разрежение (вакуум) в откачиваемом объеме, нужно уменьшить в нем общее количество газа. Это достигается либо удалением некоторой части газа путем приложения к нему внешних сил, либо связыванием газа одним из механизмов сорбции (физическая и химическая адсорбция, абсорбция и поглощение газа в разряде).

В первом случае удаление газа осуществляется каким-либо рабочим механизмом, например поршнем в поршневом насосе, струей воды в водоструйном насосе и др. Во втором случае поглощение газа достигается или регулируемым введением связывающих веществ (распыление химически активных металлов), или ионизацией газа в разряде и необратимым связыванием образовавшихся ионов твердыми и парообразными поглотителями (геттерами).

Различные конструкции возможных рабочих схем откачных устройств, основанных на этих принципах (вакуумные насосы), условно можно разделить на две груп-

пы: 1) насосы, удаляющие газ или пар из объема, начиная с атмосферного давления (насосы предварительного разрежения); 2) насосы, начинающие работать только при условии, что в откачиваемом объеме уже достигнуто необходимое предварительное разрежение.

Хотя такая классификация вакуумных насосов и удобна с точки зрения их практического применения, однако она не отражает физической стороны явлений, использованных при конструировании насосов. Поэтому мы воспользуемся классификацией, где необходимо знание физических законов, положенных в основу работы различных типов вакуумных насосов. Исходя из этого принципа, большинство современных насосов можно разделить на пять групп:

1. Насосы, работа которых основана на использовании закона Бойля — Мариотта. К ним относятся механические насосы, в частности поршневые, капельные ртутные, вращательные ртутные, пластинчатые, пластинчатые газобалластные.

2. Насосы, работа которых основана на использовании внутреннего трения: водоструйные, парожеткорные.

3. Молекулярные насосы: механические молекулярные, диффузионные.

4. Насосы, в которых используется ионизация газа.

5. Насосы, работа которых основана на физико-химическом связывании газов: ионно-сорбционные, электро-разрядные, адсорбционные, конденсационные (криогенные).

Прежде чем приступить к описанию принципа работы отдельных групп вакуумных насосов, необходимо определить основные параметры, знание которых позволяет сравнивать различные конструкции. К ним относятся: начальное давление p_0 , наибольшее выпускное давление $p_{\text{вып}}$, предельное давление $p_{\text{п}}$ и быстрота действия насоса $S_{\text{н}}$.

Начальное давление (p_0) — это наибольшее давление со стороны входного патрубка насоса, с которого он начинает нормально работать. Как увидим ниже, некоторые типы насосов могут работать с атмосферного давления (водоструйные, поршневые, пластинчатые и др.), а другие требуют более низкого давления — предварительного разрежения (вращательный ртутный, молекулярный и др.).

Наибольшее выпускное давление ($p_{\text{вып}}$) — такое давление у выходного отверстия насоса, превышение которого приводит к прекращению нормальной работы насоса. Параметр $p_{\text{вып}}$ относится к вакуумным насосам, где применяются механическое перемещение и сжатие газа (перед его выталкиванием), которое всегда должно превышать некоторую определенную величину. В связи с этим часто приходится применять комбинированные системы, в которых выпускное давление одного насоса равно начальному (входному) давлению другого.

Предельное давление (p_n) — это нижний предел рабочего диапазона давлений насоса, достигаемый после длительной откачки объема, не имеющего натекания извне, и при отсутствии газовыделения внутренних стенок. В вакуумной технике предельное давление называют предельным вакуумом. Для механических насосов первой группы предельный вакуум обычно определяется вредными пространствами, из которых из-за конструктивных особенностей не может быть удален газ, и обратным натеканием газа в объеме через насос. При этом достигается состояние динамического равновесия, и насос работает вхолостую.

Однако есть некоторые типы вакуумных насосов (например, диффузионный пароструйный насос), для которых теория еще не предсказала предела достижимого вакуума при дальнейшем их усовершенствовании.

Последний параметр — *быстрота действия насоса* S_n , или скорость откачки, был рассмотрен выше, и на нем мы останавливаться не будем. Иногда удобно пользоваться таким вспомогательным параметром, как производительность насоса G_n . Ее можно оценить, если известна быстрота действия насоса S_n при данном впускном давлении p ,

$$G_n = S_n p. \quad (II.20)$$

Из выражения (II.20) видно, что параметр G_n характеризует откачную способность вакуумного насоса и измеряется количеством газа, откачиваемого за единицу времени. Наиболее распространенной единицей для оценки производительности насосов является *мм рт. ст. л/сек.*

§ 2.1. Насосы, работа которых основана
на использовании закона Бойля — Мариотта

Поршневой насос. Первые вакуумные насосы были поршневого типа. Таким насосом пользовался Отто Герике еще в 1650 г. в своих знаменитых опытах с полушариями. Принцип действия поршневого насоса показан на рис. II.9. При движении поршня вверх входной клапан s_1 открывается и откачиваемый объем V_0 сообщается с рабочим объемом насоса, который увеличивается от какого-то малого значения ΔV до V_{\max} . Тогда, согласно закону Бойля—Мариотта, начальное давление p_0 снизится до величины p_1 , и оба эти состояния можно связать уравнением

$$p_0 V_0 = p_1 (V_0 + V_{\max}). \quad (\text{II.21})$$

При движении поршня вниз клапан s_1 закрывается, газ, попавший в рабочий объем цилиндра насоса, сжимается, что приводит к открытию выходного (выхлопного) клапана s_2 , и газ выходит в атмосферу. После очередного цикла откачки можно снова применить закон Бойля—Мариотта

$$p_1 V_0 = p_2 (V_0 + V_{\max}), \quad (\text{II.22})$$

где p_2 — давление в системе (объеме) после второго всасывания.

Из (II.21) и (II.22) получаем

$$p_2 = p_0 \frac{1}{(1 + V_{\max}/V_0)^2},$$

а после n циклов откачки давление p_n в откачиваемом объеме будет равно

$$p_n = p_0 \frac{1}{(1 + V_{\max}/V_0)^n}. \quad (\text{II.23})$$

Из уравнения (II.23) видно, что теоретически, при достаточно большом числе циклов откачки, предельное давление p_n ($p_n \rightarrow p_n$) должно стремиться к нулю. Однако в действительности даже при идеальном уплотнении трущихся поверхностей поршень — стенка следует прини-

мать во внимание конечное значение величины упругости пара уплотняющей смазки и наличие вредного пространства ΔV , из которого газ при нижнем положении поршня не удаляется. В этом состоянии давление во вредном пространстве равно атмосферному, т. е. 760 мм рт. ст. Тогда давление p_{\min} в цилиндре при верхнем положении поршня можно вычислить из уравнения

$$\Delta V \cdot 760 = p_{\min} V_{\max}, \quad (\text{II.24})$$

откуда

$$p_{\min} = \frac{\Delta V}{V_{\max}} \cdot 760 \text{ [мм рт. ст.]}. \quad (\text{II.25})$$

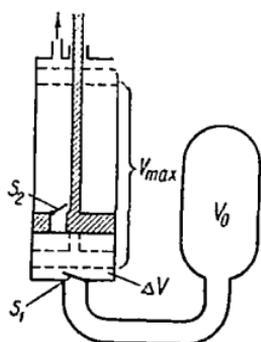


Рис. II.9. Устройство поршневого насоса.

Так как клапан s_1 открывается только при условии, что в откачиваемом объеме $p_n > p_{\min}$, то, исключая другие факторы, ухудшающие вакуум (давление паров масла, обратное натекание и др.), можно считать величину $p_{\min} = p_n$, т. е. предельным давлением, достигаемым поршневым насосом. Предельное давление реальных поршневых насосов колеблется в интервале 1—0,1 мм рт. ст.

Как видно из вышеизложенного, в поршневом насосе при каждом цикле удаляется один и тот же объем газа при давлении, преобладающем в откачиваемом объеме (если в процессе откачки успевает выравниваться давление в камере насоса и объеме V_0), а весовое количество его по мере снижения давления непрерывно уменьшается. Поэтому быстрота действия поршневого насоса S_n при n циклах в секунду будет равна

$$S_n = nV_{\max}. \quad (\text{II.26})$$

Однако здесь не учтено натекание газа в объем из вредного пространства насоса ΔV . Если при каждом цикле доля газа, вернувшегося в объем высокого вакуума, оценивается коэффициентом α , то объемное количество газа Q_v , удаляемого поршневым насосом за один цикл, равно

$$Q_v = pV_{\max} - \alpha \cdot 760\Delta V, \quad (\text{II.27})$$

где pV_{\max} — количество газа, удаленного в течение одного цикла работы поршневого насоса, а $\alpha \cdot 760 \Delta V$ — количество газа, возвратившегося в объем в течение того же цикла. Тогда при n циклах в секунду количество газа Q , определяющее скорость откачки поршневого насоса, равно

$$Q = nQ_V = npV_{\max} \left(1 - \alpha \frac{760 \Delta V}{pV_{\max}} \right), \quad (\text{II.28})$$

но так как $Q = pS_{\Pi}$ и $p_{\Pi} = \alpha \frac{760 \cdot \Delta V}{V_{\max}}$, то

$$S_{\Pi} = nV_{\max} \left(1 - \frac{p_{\Pi}}{p} \right). \quad (\text{II.29})$$



Рис. II.10. Капельный ртутный насос.

Как видно из этой формулы, быстрота действия поршневого насоса с учетом натекания из вредного объема уменьшается с уменьшением давления и при давлении p , равном предельному p_{Π} , становится равной нулю.

Капельный ртутный насос представляет собой разновидность поршневого, в котором роль поршня выполняют капли ртути, передвигающиеся вдоль вертикальной трубки (рис. II.10). Трубка должна иметь небольшой диаметр ($d \leq 2$ мм) и высоту больше барометрической (760 мм рт. ст.). Капли ртути, падая в длинную трубку, захватывают пузырьки воздуха из откачиваемого объема и выталкивают их в атмосферу. Очевидно, процесс откачки будет происходить тогда, когда полная высота капелек ртути (без воздушных пузырьков) превысит 760 мм. Только при этом условии перемещение капелек ртути в длинной трубке вызовет появление в ней «торричеллиевой пустоты», с которой и связано откачивающее действие капельного насоса.

Быстрота действия такого устройства очень мала — порядка нескольких кубических миллиметров в секунду. Увеличить скорость откачки можно путем использования блока параллельных трубок, а применение трубок большего диаметра не приведет к успеху, так как в этом случае капли ртути не будут удерживаться стенками.

Предельный вакуум капельных насосов может быть того же порядка, что и давление насыщенного пара ртути при комнатной температуре ($p_{\text{н}} \sim 10^{-3}$ мм рт. ст.).

Вращательный ртутный насос. Принцип работы насоса показан на рис. II.11. Ротор 2, состоящий из двух секций-лабиринтов, вращается в цилиндрическом статоре, наполненном ртутью до уровня, несколько превышающего ось вращения. При вращении ротора в направлении,

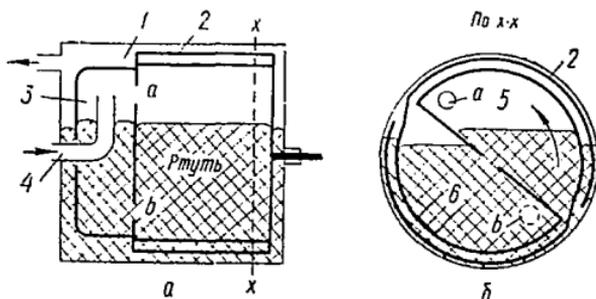


Рис. II.11. Схематическое устройство вращательного ртутного насоса:

а — вертикальный разрез; б — сечение X-X.

указанном стрелкой, объем камеры 5 увеличивается, благодаря чему происходит всасывание газа через отверстие а из вспомогательной камеры 3, соединенной трубкой 4 с откачиваемым объемом. В это же время объем камеры 6 продолжает уменьшаться, здесь газ сжимается и, поскольку отверстие б перекрыто (погружено в ртуть), выталкивается в пространство между стенками лабиринта, а затем в свободное пространство статора, соединенное с насосом предварительного разрежения. В течение второго полуоборота ротора этот цикл повторяется, только теперь заполняется камера 6, а в камере 5 газ сжимается и выталкивается в пространство статора 1. В описанном варианте вращательный ртутный насос требует предварительного разрежения порядка 10—20 мм рт. ст., чтобы предотвратить попадание ртути в откачиваемое пространство.

Предельный вакуум для этого насоса определяется упругостью насыщенных паров ртути. Если же принять меры к тому, чтобы пары ртути не проникали в откачиваемый объем, то предельное давление достигает 10^{-4} — 10^{-5} мм рт. ст.

Пластинчатые насосы. Свое название эти насосы получили из-за наличия в их конструкции пластин, которые в одном типе насосов вращаются вместе с ротором (пластинчато-роторные насосы), а в другом — расположены в статоре (пластинчато-статорные насосы).

Пластинчато-роторный насос состоит из цилиндрического ротора 1 (рис. II.12), ось вращения которого расположена эксцентрически относительно оси полости статора 2 так, что ротор и статор касаются друг

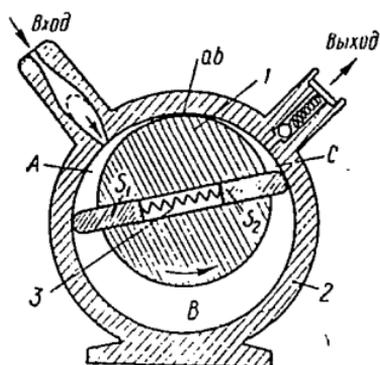


Рис. II.12. Пластинчато-роторный насос.

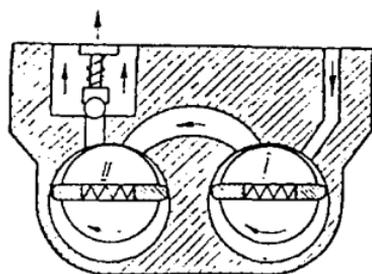


Рис. II.13. Схема работы двухступенчатого пластинчато-роторного насоса.

друга по общей образующей ab . Ротор по диаметру имеет прорезь (проем), в которую помещены две пластины s_1 и s_2 , прижимаемые к цилиндрической поверхности статора расположенной между ними пружиной 3. Кроме того, в корпусе статора имеются входное отверстие и выпускной канал, в котором смонтирован шариковый клапан. Таким образом, ротор, статор и пластины создают три объема A , B и C . Объем A , расположенный со стороны входного отверстия, называют полостью впуска, объем B , отделенный пластинами от входного и выходного отверстий, — полостью переноса и объем C — полостью выпуска.

При вращении ротора в направлении, указанном стрелкой, объем полости A увеличивается, и происходит всасывание газа из откачиваемого объема, присоединенного к входу насоса. Одновременно полость выпуска продолжает уменьшаться, что приводит к сжатию газа и выталкиванию его наружу. Когда пластина s_2 пройдет

выпускное отверстие, область переноса становится полостью выпуска, а всасывание еще продолжается. Когда же пластина s_2 проходит общую образующую и входное отверстие, полость всасывания переходит в полость переноса, и процесс начинается заново. За время полного оборота ротора насосом удаляется объем газа, примерно равный объему полости статора минус объем ротора. Следовательно, быстрота действия насоса может быть записана в виде

$$S_n = \frac{nV_{\max}}{60} = 1,67 \cdot 10^{-2} nV_{\max} [\text{см}^3/\text{сек}], \quad (\text{II.30})$$

где n — число оборотов ротора в 1 мин;

V_{\max} — рабочий объем камеры, см^3 .

Объемы, расположенные между общей образующей ab и отверстиями в статоре, являются «вредными» пространствами. Вредность пространства у выходного отверстия заключается в том, что в нем газы сильно сжаты, в то время как в полости всасывания создается разрежение, в результате чего возможен прорыв газа через образующую ab в откачиваемую систему. Во избежание этого нужно сводить к минимуму вредные пространства, приближая отверстия входа и выхода газа к образующей ab . С другой стороны, трущиеся поверхности пластинчатых насосов должны быть хорошо обработаны и нуждаются в постоянной смазке специальными вакуумными маслами. Смазка, кроме того, служит для заполнения вредного пространства C (рис. II.12) в конце периода сжатия. Это необходимо для открытия выпускного клапана, когда вакуум, создаваемый насосом, приближается к предельному и давления сжатого газа недостаточно для открытия выхлопного клапана. Тогда клапан открывается маслом, вместе с которым удаляется и газ.

Предельный вакуум $p_{\text{п}}$, создаваемый пластинчато-роторными насосами, зависит не только от величины вредного пространства, но также от качества обработки поверхностей, их смазки и сорта масла. Обычно для одной ступени $p_{\text{п}}$ достигает 10^{-2} мм рт. ст. Для получения лучшего предельного вакуума применяют последовательное включение двух насосов, как показано на рис. II.13. Такое соединение обычно выполняется в одном блоке, и насос называют двухступенчатым. Для двухступенчатых насосов $p_{\text{п}} \approx 10^{-3}$ мм рт. ст.

Пластинчато-статорный насос. В отличие от пластинчато-роторного насоса здесь пластина s расположена в статоре (рис. II.14). Так как ротор I посажен эксцентрически по отношению к камере и вращается вокруг оси симметрии цилиндрической полости статора, то пластина s под действием пружины может участвовать только в возвратно-поступательном движении, разделяя рабочую камеру на две полости: всасывающую A и выпускную B .

При вращении ротора в направлении, указанном стрелкой, объем пространства A увеличивается и происходит всасывание газа из откачиваемого объема. В это же время объем пространства B уменьшается, что приводит к сжатию газа и вы-

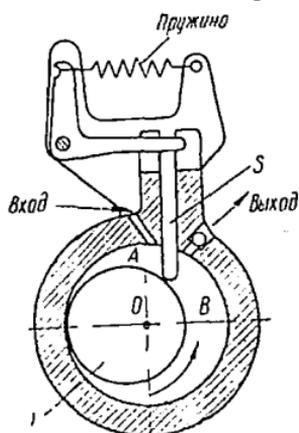


Рис. II.14. Пластинчато-статорный насос.

брасыванию его через выхлопной клапан в атмосферу.

В пластинчато-статорном насосе за один оборот ротора также удаляется объем газа, равный рабочему объему насосной камеры (пространство A плюс пространство B). Поэтому быстрота действия его выражается такой же формулой (II.30), как и для пластинчато-роторного насоса.

К основным преимуществам пластинчато-статорных насосов относятся: малый объем вредного пространства у выходного отверстия и меньшее количество таких мест внутри насоса, через которые газ смог бы просачиваться в откачиваемую систему. Для повышения герметичности и обеспечения смазки трущихся поверхностей применяется специальное вакуумное масло. Обычно весь агрегат насоса, за исключением входного патрубка, помещается в масляную ванну.

Двухступенчатый вариант пластинчато-статорного насоса обеспечивает предельный вакуум $p_n \approx 10^{-4}$ мм рт. ст.

Пластинчатые газобалластные насосы. Описанные выше пластинчатые насосы непригодны для эффективной откачки объемов, содержащих значительное количество

конденсирующихся паров, так как последние не подчиняются закону Бойля — Мариотта. Парциальное давление пара при сжатии остается постоянным, а его излишек переходит в жидкую фазу и, смешиваясь с маслом, образует эмульсию. Поэтому через выхлопной клапан насоса выбрасывается увлажненный сжатый воздух, а основная масса пара, попавшего в насос, остается в сконденсированном состоянии в виде масложидкостной

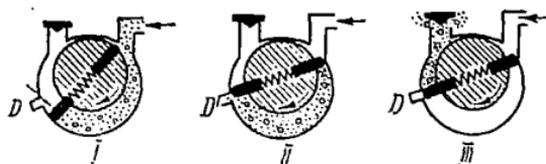


Рис. II.15. Схема работы пластинчато-роторного газобалластного насоса.

эмульсии или растворяется в масле, что приводит к быстрому ухудшению предельного давления насоса. Были предложены различные методы борьбы с этим, например нагревание масла, центрифугирование, но наиболее удобной оказалась продувка с использованием газобалластного устройства, которое устанавливается в корпусе пластинчатого насоса и может быть по желанию открыто или закрыто.

Рассмотрим работу газобалластного пластинчато-роторного насоса, схема которого приведена на рис. II.15. В насосах такого типа применяется добавочное отверстие D , находящееся перед выпускным клапаном. Перед самым выхлопом, когда пластина проходит отверстие D , в область переноса впрыскивается некоторое количество воздуха при атмосферном давлении. Впущенный воздух (газовый балласт) снижает парциальное давление паров и таким образом предотвращает конденсацию их перед выхлопом в атмосферу.

Если объем области переноса (положение II на рис. II.15) обозначить через V_1 , а объем области сжатия в момент открытия выхлопного клапана (положение III) — через V_2 , то для нормальной работы газобалластного насоса необходимо выполнение условия $p_{\text{нас}} > p_{\text{в}} \frac{V_1}{V_2}$, где $p_{\text{нас}}$ — давление насыщенных паров, а $p_{\text{в}}$ — давление пара на входе в насос.

В современных газобалластных насосах степень сжатия за счет газового балласта снижается до 10 (вместо $\sim 10^3$), поэтому такие насосы могут откачивать пары воды при парциальных давлениях, достигающих нескольких десятков миллиметров ртутного столба.

Влияние газового балласта (продувки) на быстроту действия насоса показано на рис. II.16. Как видно из ри-

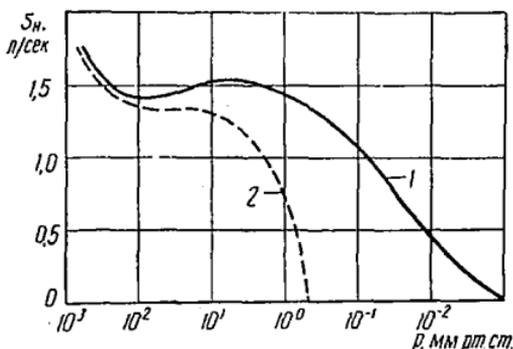


Рис. II.16. Влияние работы газобалластного устройства на быстроту действия пластинчато-роторного насоса: 1 — без газового балласта; 2 — с газовым балластом.

сунка, предельное давление для насоса с продувкой (кривая 2) выше, а скорость откачки со стороны низких давлений меньше, чем для обыкновенного насоса (кривая 1). Однако преимуществом газобалластных насосов является значительно меньшее насыщение масла конденсирующимися парами, которые всегда могут появляться при вакуумно-технических операциях.

§ 2.2. Насосы, работа которых основана на использовании внутреннего трения

Внутреннее трение или вязкость газов, согласно кинетической теории, обусловлена передачей импульса от молекул более быстро движущегося слоя к молекулам медленного слоя. Это происходит при перемешивании молекул соседних слоев вследствие теплового движения. Так, если рабочее вещество (жидкость или пар) перемещается в трубке переменного сечения, то вдоль нее уста-

навливается перепад давлений (рис. II.17), описываемый уравнением Бернулли

$$p_1 - p_2 = \frac{1}{2} \rho (U_2^2 - U_1^2), \quad (\text{II.31})$$

где p_1 и U_1 — давление и скорость в сечении S_1 ;
 p_2 и U_2 — давление и скорость в сечении S_2 ;
 ρ — массовая плотность рабочего вещества.

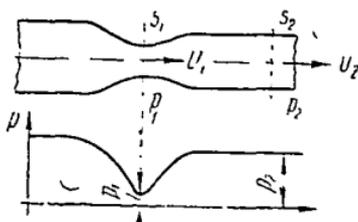
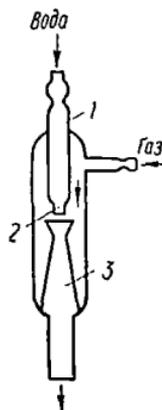


Рис. II.17. Ход изменения давления вдоль трубки переменного сечения.

Рис. II.18. Устройство водоструйного насоса. ►



Если теперь сечение трубки с пониженным давлением сообщить с откачиваемым объемом, то газ будет устремляться в эту область и за счет внутреннего трения увлекаться вместе со струей рабочего вещества. На этом принципе основана работа водоструйного и эжекторных насосов.

Водоструйный насос. В этом типе вакуумных насосов струя воды с давлением в несколько килограммов на квадратный сантиметр подается в патрубок 1 (рис. II.18) и в месте его сужения 2, которое называют соплом, выходит с повышенной скоростью. Чтобы избежать разбрызгивания воды и обеспечить поступление ее в отводную трубку 3, входная часть последней выполнена в виде воронки, окружающей сопло.

Струя воды вследствие внутреннего трения увлекает с собой газ, который поступает в область пониженного давления из откачиваемого объема, и переносит смесь воды и газа к выпускному отверстию насоса.

При удачной конструкции и достаточной скорости водяной струи в водоструйном насосе можно получить предельное разрежение ~ 5 мм рт. ст. (без учета упругости

паров воды). Если же не применять специальные меры по удалению паров воды из откачиваемого объема, то предельное давление будет определяться упругостью водяного пара при данной температуре. Например, при температуре воды $\sim 20^\circ \text{C}$ предельный вакуум равен 17 мм рт. ст.

Водоструйные насосы широко применяются в лабораторной практике благодаря их доступности и простоте устройства. Быстрота действия водоструйных насосов лабораторного типа достигает $100 \text{ см}^3/\text{сек}$.

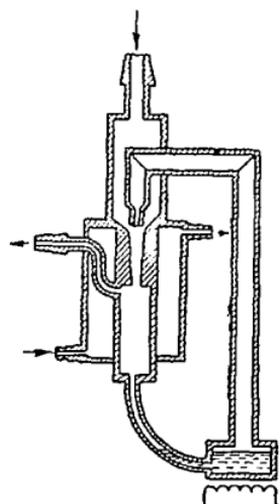


Рис. II.20. Схематическое устройство паромасляного эжекторного насоса.

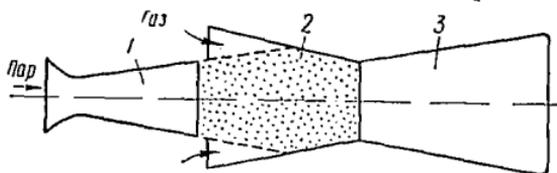


Рис. II.19. Схема пароструйного эжектора.

Пароэжекторные насосы. Название этого типа насосов связано с использованием эжектора — сверхзвукового расширяющегося сопла (рис. II.19). В таком устройстве струя пара, выходящего из сопла 1 в камеру 2, расширяется и ее энергия давления переходит в энергию скорости потока. Форму сопла 1 подбирают такой, чтобы на выходе из него пар двигался со скоростью, превышающей скорость звука. При этом на границе струи появляется турбулентный слой, приводящий к интенсивному перемешиванию пара и откачиваемого газа и сообщению последнему направленной скорости. Таким образом, в паровом эжекторе газ получает компоненту скорости в направлении потока рабочего пара. Образовавшаяся парогазовая смесь из камеры смешения 2 попадает в расширяющийся диффузор 3, в котором скорость потока уменьшается, а статическое давление растет. Здесь энергия скорости снова переходит в энергию давления, вследствие чего из диффузора 3 газ выходит при давлении, зна-

чительно превышающем давление на входе в смешительную камеру.

На рис. 11.20 показано схематическое устройство одноступенчатого эжекторного паромасляного насоса, который может обеспечить предельный вакуум порядка 10^{-1} — 10^{-2} мм рт. ст. Для получения более низких давлений эжекторные насосы делают многоступенчатыми, и тогда предельное давление снижается до 10^{-3} — 10^{-4} мм рт. ст.

Основным преимуществом эжекторных насосов является большая быстрота действия (50—1000 л/сек) в интервале давлений 10^{-1} — 10^{-2} мм рт. ст., т. е. в области, которая уже близка к предельному вакууму для пластинчатых насосов, создающих предварительное разрежение для высоковакуумных насосов, а последние обладают наибольшей быстротой действия при более низких давлениях. Поэтому эжекторные насосы рационально располагать между высоковакуумными и насосами предварительного разрежения или использовать в качестве самостоятельных насосов, непосредственно присоединяемых к вакуумной системе, если требуется быстро получить разрежение до не очень высокого вакуума.

§ 2.3. Молекулярные насосы

При изучении работы описанных выше вакуумных насосов можно было рассматривать откачиваемый газ с макроскопической точки зрения, отвлекаясь от его молекулярного строения. Такой газ представляет собой непрерывную среду, в целом неподвижную, хотя каждая из его молекул принимает участие в беспорядочном (тепловом) движении. Переходя к изучению принципа работы молекулярных насосов, необходимо изменить и свои взгляды на газ, рассматривая его с микроскопической точки зрения, учитывающей поведение и свойства отдельных молекул (атомов) газа.

По конструктивному оформлению различают механические и диффузионные молекулярные насосы.

Механические молекулярные насосы. Изучая основы физически разреженных газов (раздел I), мы обращали внимание на специфику явления удара молекул газа о поверхность твердого тела. При таком взаимодействии молекулы газа удерживаются на поверхности твердого

тела некоторое малое, но конечное время, после чего испаряются в направлениях, не связанных с углом падения, а подчиняющихся закону косинуса (раздел I, § 2.4).

Если поверхность твердого тела заставить двигаться с какой-то скоростью U , то все ударяющиеся о нее молекулы получают добавочную скорость, направленную в сторону движения поверхности. Это явление и положено в основу конструирования вращательных молекулярных насосов.

Схема простейшего молекулярного насоса приведена на рис. II.21. В статоре 1 с большой скоростью вращается барабан (ротор) 2. При вращении ротора молекулам газа, соударяющимся с его поверхностью, сообщается направленная скорость, и они перемещаются от впускного отверстия n к выпускному m . Дви-

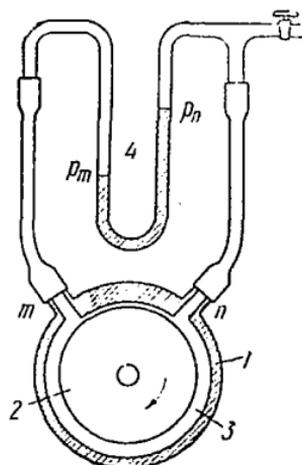


Рис. II.21. Принцип работы механического молекулярного насоса.

жение газа происходит по узкому каналу 3 высотой h и длиной l (вне канала зазор очень мал, так что перетекание газа по нему затруднено). Измерив давление на входе и выходе канала 3 с помощью U-образного манометра 4 (см. раздел III), убедимся, что в результате вращения ротора происходит сжатие газа, и манометр покажет перепад давлений ($p_m - p_n$). Его можно подсчитать для вязкостного и молекулярного режимов течения газа.

Поскольку нас интересует качественная сторона явления, то мы не сделаем большой ошибки, если к прямоугольному сечению канала применим полученные в разделе I формулы, относящиеся к течению газа в цилиндрических вакуумпроводах.

С некоторой степенью приближения можно вместо движения ротора относительно газа рассматривать перемещение газа по отношению к стенкам канала. Тогда при вязкостном режиме течения газа ($\lambda \ll h$) объем газа, протекающего в единицу времени через поперечное сечение канала площадью q , будет равен (см. раздел I, § 3.4)

$$Q_V = \frac{\pi r_0^4}{8\eta l} (p_m - p_n) = \frac{q^2}{8\pi\eta l} (p_m - p_n). \quad (\text{II.32})$$

С другой стороны,

$$Q_V = qU, \quad (\text{II.33})$$

где U — скорость движения газа относительно стенок канала. Тогда из (II.32) и (II.33) получаем

$$p_m - p_n = \frac{8\eta l U}{q}, \quad (\text{II.34})$$

т. е. при вязкостном режиме течения газа разность давлений, возникающая при вращении ротора, не зависит от среднего давления в канале.

Выражение (II.34) будет справедливо до тех пор, пока число взаимных столкновений молекул газа превышает число столкновений со стенками канала. В этой области давлений вязкость газа также не зависит от p (см. раздел I, § 3.4).

При низких давлениях (молекулярный режим течения газа, $\lambda \gg h$) объем газа, протекающего в единицу времени через поперечное сечение канала, вычисляется по формуле (см. раздел I)

$$Q_V = \frac{8r_0^3 (p_m - p_n)}{3l\rho_{cp}} \sqrt{\frac{\pi R_0 T}{2M}},$$

где $\rho_{cp} = (p_m - p_n)/2$ — среднее давление в канале. Но так как $Q_V = qU$, а $q = \pi r_0^2$, то, сделав элементарные преобразования, получим

$$\frac{p_n}{p_m} = \frac{1 - \frac{3}{16} \pi U l \sqrt{\frac{2M}{R_0 T q}}}{1 + \frac{3}{16} \pi U l \sqrt{\frac{2M}{R_0 T q}}}. \quad (\text{II.35})$$

Таким образом, при молекулярном режиме течения газа не зависящей от среднего давления в рабочем канале насоса величиной является не разность давлений $(p_m - p_n)$, а отношение p_n/p_m . Больше того, при постоянной скорости вращения ротора отношение между давлениями у входа и выхода из канала остается неизменным. Из формулы (II.35) также видно, что при достаточно большой скорости вращения ротора давление p_m на выходе насоса может на несколько порядков превышать давление p_n на его входе. Поэтому предельный вакуум

будет тем лучше, чем ниже уровень предварительного разрежения.

Схематическая конструкция одного из первых действующих молекулярных насосов показана на рис. II.22. Его ротор 3 имеет по окружности ряд кольцевых каналов (пазов) 4, в которые входят перегородки 1, укрепленные на статоре 2. Они делят кольцевые канавки на две части n и m . При вращении ротора в направлении, указанном стрелкой, молекулы газа из области n перемещаются в область m , откуда удаляются насосом предварительного разрежения.

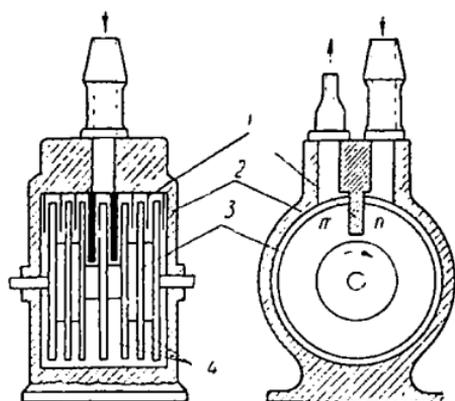


Рис. II.22. Одна из первоначальных конструкций механического молекулярного насоса.

Предельный вакуум и быстрота действия молекулярного насоса, показанного на рис. II.22, зависят от числа оборотов ротора и степени предварительного разрежения (форвакуума) p_m у входа в камеру m . Например, при 12 000 об/мин и предварительном разрежении $p_m = 5 \cdot 10^{-2}$ мм рт. ст. предельный вакуум p_n достигает величины $\sim 3 \cdot 10^{-7}$ мм рт. ст. При $p_m = 20$ мм рт. ст. $p_n = 3 \cdot 4^{-4}$ мм рт. ст. Уменьшение числа оборотов ротора до 6000 об/мин дает при $p_m = 5 \cdot 10^{-2}$ мм рт. ст. предельное давление $\sim 2 \cdot 10^{-5}$ мм рт. ст.

Быстрота действия первых типов молекулярных насосов не превышала нескольких литров в секунду. Однако, несмотря на ряд очевидных преимуществ молекулярных насосов (откачка до высокого вакуума без применения рабочих жидкостей, не обязательное низкое предварительное разрежение и т. д.), их первоначальные конструкции не получили широкого распространения вследствие ряда технических трудностей при изготовлении и сложности в эксплуатации. Выдерживание зазора между ротором и статором $\sim 0,1$ мм требует высокой степени обработки и подгонки всех деталей насоса. А если в насос

попадают посторонние частицы или имеет место неравномерное тепловое расширение; то насос выходит из строя из-за заклинивания ротора.

В дальнейшем молекулярные насосы в конструктивном отношении были существенно усовершенствованы и изменены. На рис. 11.23 показан современный молекулярный насос для получения сверхвысокого вакуума. В этой

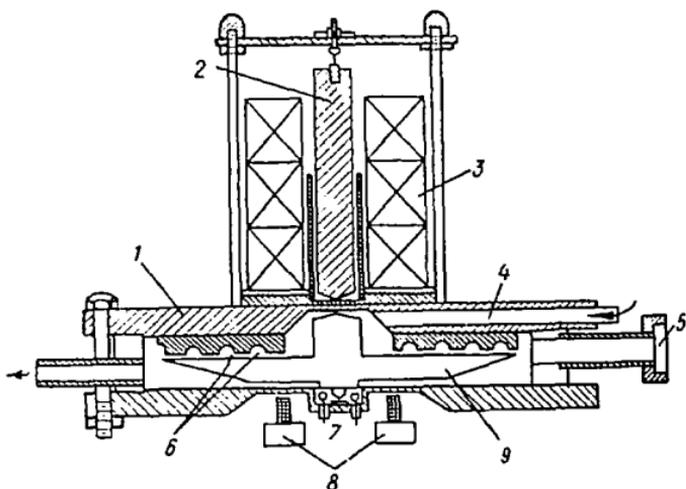


Рис. 11.23. Прогреваемый молекулярный насос дискового типа.

конструкции применен способ свободной подвески ротора, и поэтому отпадает необходимость в применении смазок, ограничивающих предельный вакуум насоса. Здесь дисковый ротор 9 не имеет подшипников, а удерживается на определенной высоте системой магнитной подвески (соленоид 3 и сердечник 2, погруженный в сосуд с маслом) и приводится в движение вращающимся магнитным полем, которое создается катушками 8. Скорость вращения ротора в этом насосе может достигать 20 000 об/мин. В верхней стенке статора 1 имеются узкие спиральные канавки 6, по которым движется откачиваемый газ, попадающий в рабочую камеру по впускному патрубку 4. Смотровое окно 5 и система датчиков 7 позволяют устанавливать необходимый зазор между ротором и статором.

Так как описанная конструкция молекулярного насоса допускает прогрев до температуры $\sim 400^\circ \text{C}$ (для обез-

гаживания внутренних поверхностей его деталей), предельный вакуум удастся понизить до 10^{-11} мм рт. ст. Такое разрежение уже относится к области сверхвысокого вакуума (см. раздел I, § 3.2), и его можно получать без вымораживающих ловушек. Это связано с тем, что молекулярные насосы в одинаковой степени хорошо откачивают как газы, так и пары, а в рабочих камерах отсутствуют вещества (смазки), которые могли бы вносить загрязнения в откачиваемый объем.

Диффузионные молекулярные насосы. Откачивающее действие диффузионных насосов основано на явлении диффузии молекул откачиваемого газа в струю пара ра-

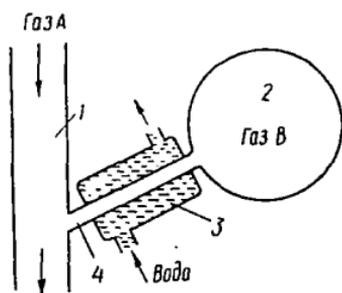


Рис. II.24. Простейший диффузионный молекулярный насос.

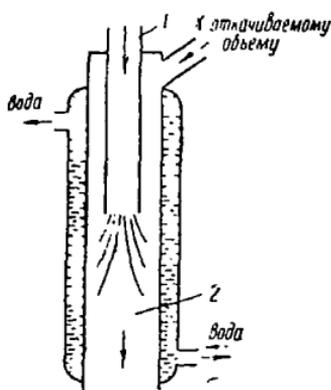


Рис. II.25. Схема диффузионного насоса с большой скоростью откачки.

бочего вещества и передаче им направленного импульса за счет соударений с более тяжелыми молекулами пара рабочей жидкости.

Принцип работы диффузионного насоса показан на рис. II.24. Откачиваемый объем 2 присоединяется с помощью капиллярной трубки 4 к трубе 1 большого диаметра, по которой движется направленный поток молекул рабочего газа (пара) А. Тогда через капилляр 4 будет происходить взаимная диффузия молекул газов А и В. Но если стенки соединительного капилляра охладить до температуры T_1 , которая ниже критической для газа А, то последний будет конденсироваться на стенках капилляра и не сможет попасть в откачиваемый объем. В то же

время газ B , критическая температура T_2 которого гораздо ниже температуры холодильника T_1 , свободно диффундирует в трубу 1 и удаляется потоком рабочего газа A в пространство предварительного разрежения. Таким образом, давление в откачиваемом объеме 2 будет уменьшаться, пока не наступит равновесие: равенство остаточного давления газа B и упругости пара рабочего вещества, определяемого температурой T_1 холодильника 3 .

Быстрота действия такого насоса, очевидно, не может быть большой, потому что она ограничивается пропускной способностью капилляра 4 и обратной диффузией молекул рабочего газа A в откачиваемый объем 2 . Описанная система диффузионного насоса представляет только теоретический интерес и на практике не применяется.

Поиски путей улучшения конструкции диффузионных насосов привели к возможности замены капилляра вакуумпроводом, практически не ограничивающим быстроту действия насоса (рис. II.25). Здесь пар рабочей жидкости (ртуть, специальные сорта масла), двигаясь по паропроводу 1 , выходит из него в цилиндрическую трубу 2 большего диаметра, температура стенок которой достаточна для конденсации пара. Если предварительное разрежение (форвакуум) таково, что средняя длина свободного пробега молекул пара такого же порядка, что и кольцевой зазор между трубами 1 и 2 , то рабочий пар не сможет проникать в откачиваемый объем, так как раньше он попадает на холодную стенку трубы 2 и будет конденсироваться. А поскольку еще до попадания молекул пара на стенку сосуда 2 происходит взаимная диффузия, то откачиваемый газ получает направленную скорость в область форвакуума и затем удаляется насосом предварительного разрежения.

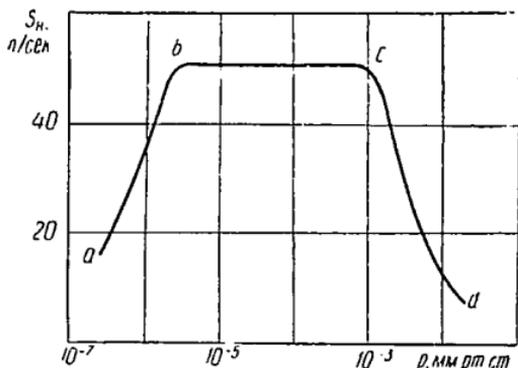
Процесс диффузии газа в струю пара в рассматриваемом случае практически не зависит от входного давления, поэтому быстрота действия диффузионных насосов в широком диапазоне давлений остается постоянной (рис. II.26). Уменьшение скорости действия при низких давлениях (участок ab) обусловлено в основном противодиффузией газа через паровую струю, а со стороны высоких давлений (участок cd) — отрывом струи от стенок насоса, сопровождающимся перетеканием газа из области предварительного разрежения в откачиваемый объем.

Рабочей жидкостью для диффузионных насосов служат ртуть (парортутные насосы) и специальные вакуумные масла (паромасляные насосы).

П а р о р т у т н ы е н а с о с ы. Одним из наиболее распространенных парортутных насосов лабораторного типа является одноступенчатый стеклянный насос (рис. II.27).

Прежде чем разогревать ртуть, вакуумная установка откачивается насосом предварительного разрежения до давления ~ 1 мм рт. ст. В этих условиях ртуть кипит при относительно низ-

Рис. II.26. Типичная зависимость быстроты действия диффузионного насоса от давления.



кой температуре $\sim 120^\circ\text{C}$ (против 357°C при атмосферном давлении) и ртутный пар непрерывно поступает по утепленному паропроводу 1 в рабочую камеру насоса 2. После конденсации на стенках, охлаждаемых проточной водой, ртуть стекает вниз через изогнутую трубку-затвор 3 обратно в испаритель. Так осуществляется циркуляция ртути и непрерывная подача струи пара в рабочую камеру насоса. Продиффундировавший в эту область газ под воздействием ударов со стороны атомов направленного потока пара ртути проталкивается вниз и удаляется насосом предварительного разрежения. Для предотвращения попадания паров ртути в откачиваемую систему применяют вымораживающие ловушки, помещаемые между парортутным насосом и откачиваемым объемом.

Рассмотренный одноступенчатый стеклянный парортутный насос позволяет получить предельный вакуум (с вымораживанием паров ртути) $\sim 10^{-5}$ — 10^{-6} мм рт. ст. при среднем значении быстроты действия 0,4—0,5 л/сек. Из-за малой термической прочности стекла, приводящей иногда к авариям и загрязнению помещения ядовитыми для обслуживающего персонала парами ртути, стеклянные парортутные насосы применяются главным образом в лабораторных условиях. В условиях заводской вакуум-

ной технологии используются металлические парортутные насосы, обладающие большой надежностью и лучшими параметрами. В современных металлических парортутных насосах применяются сопла зонтичного типа (рис. II.28), через которые ртутный пар выходит вниз.

Паромасляные насосы. Кроме ртути, в качестве рабочего вещества могут быть использованы спе-

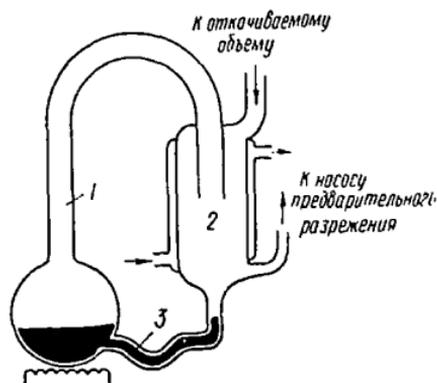


Рис. II.27. Схематическое устройство стеклянного парортутного насоса.

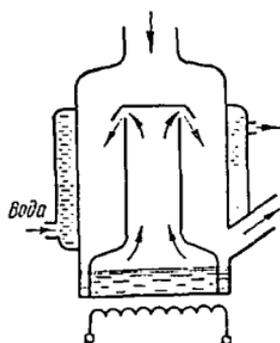


Рис. II.28. Металлический парортутный насос с соплом зонтичного типа.

циальные сорта вакуумных масел. По сравнению со ртутью они имеют низкую упругость пара (при комнатной температуре), позволяющую получать вакуум $\sim 10^{-6}$ мм рт. ст. без применения вымораживающих ловушек. Лучшие сорта современных вакуумных масел химически инертны и не ядовиты. Поэтому при работе с паромасляными насосами нет необходимости в оборудовании специальных помещений (масляная окраска стен, специальное покрытие полов, дополнительная вентиляция и др.).

В отечественных паромасляных диффузионных насосах применяются три типа масел: нефтяного происхождения (вазелиновые масла ВМ-1, ВМ-2, ВМ-5), сложные эфиры органических кислот (октоилы ОФ и ОС — изооктиловые эфиры фталевой и себаценовой кислот) и силиконовые масла (кремнийорганические соединения марок ВКЖ-94А и ВКЖ-94Б).

Вазелиновые масла обладают низкой упругостью пара (10^{-8} — 10^{-9} мм рт. ст. при 20°C), но неустойчивы

к термоокислительным процессам и неоднородны по составу. Они являются смесью фракций различного молекулярного веса и поэтому не имеют определенной точки кипения. При перегреве масло разлагается и рабочая жидкость обогащается легкими фракциями, повышающими предельное давление насоса. При соприкосновении с атмосферным воздухом горячее масло окисляется с образованием трудноудаляемых смолистых налетов на внутренних деталях насоса.

Октойли обладают повышенным значением упругости пара при комнатной температуре (10^{-6} — 10^{-7} мм рт. ст.) по сравнению с вазелиновыми маслами, но являются индивидуальными продуктами, т. е. не представляют собой смеси различных фракций. К недостаткам октойлей можно отнести малую термическую и окислительную стойкость и нестойкость к воздействию влаги.

Силиконовые масла отличаются большой термоокислительной устойчивостью и при окислении не дают смолистых отложений на внутренних поверхностях насосов. Они допускают периодический контакт атмосферного воздуха с горячим маслом. Упругость насыщенных паров отечественных силиконовых масел достигает 10^{-8} мм рт. ст. (при 20°C).

Несмотря на отмеченные достоинства, высоковакуумные масла для диффузионных насосов уступают ртути по ряду других характеристик, а именно: а) растворяют газы в гораздо большей степени, чем ртуть; б) в процессе работы разлагаются и поэтому имеют ограниченный срок службы; в) вследствие неоднородного состава (смесь фракций) могут изменять параметры в процессе работы насоса.

С конструктивной точки зрения паромасляные диффузионные насосы не отличаются от парортутных. В некоторых случаях (одноступенчатый стеклянный насос) можно даже использовать ртутный насос для работы с маслом. Однако из-за отмеченных выше особых физических и химических свойств вакуумных масел конструкции паромасляных насосов с оптимальными параметрами несколько отличаются от парортутных насосов.

Рассмотрим для примера одну из первых конструкций стеклянного паромасляного насоса, схематически изображенного на рис. II.29. Так как масло плохой проводник тепла, то испаритель, в отличие от ртутного насоса, дол-

жен иметь большую поверхность нагрева. Чтобы уменьшить процесс разложения масла при контакте с химически активными газами, входящими в состав воздуха, необходимо перед включением нагревателя создавать значительно лучшее разрежение, чем для ртутного насоса (10^{-1} — 10^{-2} мм рт. ст.). Большую роль при выборе оптимального режима работы паромасляного насоса играет

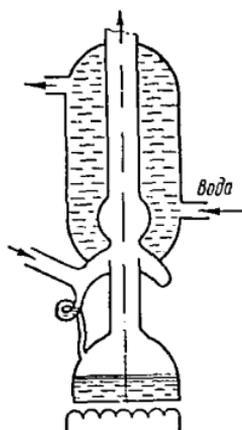


Рис. 11.29. Стекланный паромасляный диффузионный насос.

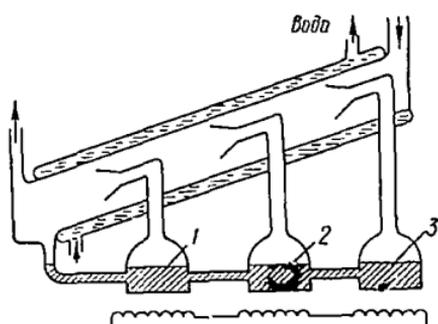


Рис. 11.30. Принципиальная схема насоса с фракционированием масла в жидкой фазе.

правильный подбор мощности нагревателя. Это связано не только с повышенной температурой кипения масла (150 — 160°C при $p \approx 10^{-1}$ мм рт. ст.) и возможностью его разложения, но и с эффективностью откачивающего действия струи.

Для различных конструкций насосов мощность нагревателя подбирается экспериментально (для данного сорта масла) по минимуму кривой изменения предельного давления от мощности нагревателя.

С помощью изображенного на рис. 11.29 паромасляного насоса можно получить предельный вакуум порядка 10^{-7} мм рт. ст. Однако этот параметр при длительной работе насоса изменяется в худшую сторону, что связано с увеличением содержания летучих фракций масла в процессе его разложения, называемого крекингом. Этот недостаток простых паромасляных насосов в значительной степени устраняется в так называемых фракционирующих (разгоночных) насосах. Конструкцией в них предусмот-

рено автоматическое разделение фракций масла и удаление легколетучих компонент из высоковакуумной части насоса. Фракционирование может быть осуществлено как в жидкой, так и в газообразной фазе.

Принципиальная схема насоса с фракционированием масла в жидкой фазе показана на рис. 11.30. Отработанный поток пара от всех трех испарителей 1, 2, 3 конденсируется на стенках наклонной трубы-холодильника и стекает в испаритель 1, соединенный с испарителями 2 и 3 тонкой трубкой. Перете-

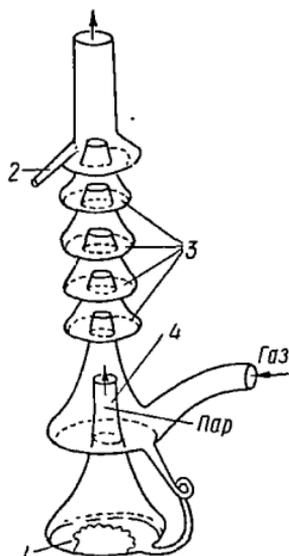


Рис. 11.31. Стекланный насос с фракционированием масла в газообразной фазе.

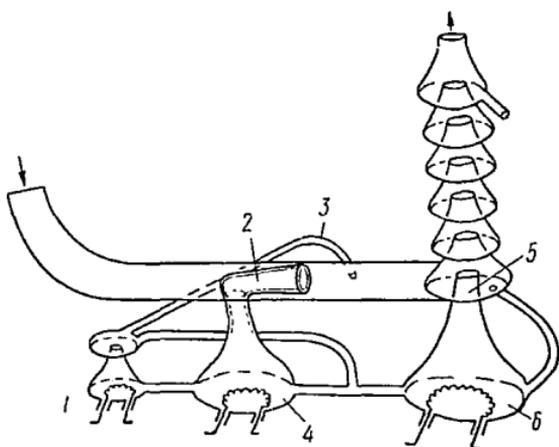


Рис. 11.32. Схема двухступенчатого стекланный высоковакуумного насоса с фракционированием масла в жидкой и газообразной фазах.

кание масла в испарители 2 и 3 происходит по закону сообщающихся сосудов. Так как при перетекании сконденсированного масла из испарителя 1 в испаритель 2 и из 2 в 3 процесс испарения продолжается, то в 1 испаряются наиболее летучие фракции, а в 2 попадает масло, несколько обогащенное тяжелыми фракциями. Аналогичный процесс происходит и в испарителях 2 и 3. В результате наиболее летучие фракции масла концентрируются в испарителе 1 (со стороны выпускного отверстия), а наиболее тяжелые — в испарителе 3. Таким образом, высоковакуумное сопло (ближайшее к откачиваемому объему) будет работать на тяжелых фракциях масла, имеющих наименьшее давление насыщенного пара, вследст-

вие чего и понижается предельный вакуум в откачиваемом объеме.

В насосах с фракционированием в газообразной фазе (рис. II.31) разделение масла на летучие и тяжелые фракции происходит в результате конденсации их в специальных расширениях (колбочках) 3, расположенных на пути движения струи пара, истекающей из сопла 4. Так как в насосе использовано воздушное охлаждение, то температура стенок отдельных колбочек будет различная. Самая верхняя колбочка с отростком 2, наиболее удаленная от испарителя 1, имеет наименьшую температуру, поэтому в ней конденсируется самая легколетучая фракция, которую после заполнения колбочки можно сливать. Более тяжелые фракции масла скапливаются в колбочках с повышенной температурой стенок и по мере их наполнения снова стекают в испаритель.

В практических конструкциях стеклянных паромасляных насосов обычно совмещается фракционирование в жидкой и газообразной фазах. На рис. II.32 приведена схема двухступенчатого насоса с воздушным охлаждением. Первая ступень (сопло 5) работает по принципу разгонки масла в газообразной фазе и понижает предварительное разрежение для второй ступени (сопло 2), которая работает на более тяжелых фракциях масла, поступающих из испарителя 6 (первой ступени) в испаритель 4. В третьем резервуаре собираются самые тяжелые продукты фракционирования — смолы, уже не пригодные для работы насоса. Если в резервуар 1 попадают тяжелые фракции, пригодные для работы первой ступени насоса, то они отгоняются по трубке 3 в колбу, окружающую сопло 5. Такой двухступенчатый паромасляный насос может обеспечить предельный вакуум $p_{\text{п}} \approx 10^{-6} \div 10^{-7}$ мм рт. ст. при скорости откачки несколько литров в секунду.

Стеклянные насосы сложны в изготовлении и недостаточно прочны, поэтому промышленные образцы паромасляных диффузионных насосов выполняются цельнометаллическими. Конструктивно они отличаются от стеклянных насосов, но имеют такой же принцип работы. На рис. II.33 схематически показано устройство металлического паромасляного насоса с фракционированием масла в жидкой фазе. Здесь имеется только один испаритель, и пар поднимается к соплам зонтичного типа по отдель-

ным паропроводам, образованным концентрическими трубками, погруженными в масло. Такое расположение паропроводов обеспечивает автоматическую разгонку масла в жидкой фазе.

Действительно, сконденсировавшееся на внутренних стенках металлического корпуса насоса масло стекает в

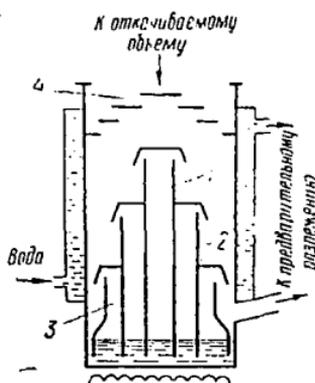


Рис. II.33. Металлический диффузионный насос с фракционированием масла в жидкой фазе.

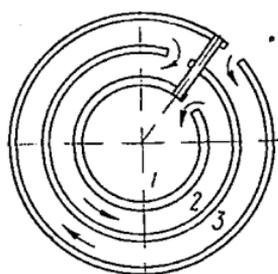


Рис. II.34. Лабиринтное разделение паропроводов, обеспечивающее медленное перетекание масла к центру испарителя.

общий испаритель. Пока оно движется к центру испарителя (рис. II.34), где расположены паропроводы 1 и 2, из него испаряются летучие фракции на участке внешних паропроводов 3 и 2. Тяжелые фракции, требующие более высокой температуры для испарения, доходят до центра испарителя и создают струю пара для центрального (самого высокого) сопла, ближе всего расположенного к откачиваемому объему. Чтобы уменьшить просачивание паров масла в откачиваемый объем, в верхней части насоса помещают маслоотражательные щитки 4 (рис. II.33), которые в данной конструкции представляют собой концентрически расположенные металлические кольца.

Современные металлические паромасляные насосы позволяют получать предельный вакуум $\sim 10^{-6}$ — 10^{-7} мм рт. ст. и обладают постоянной быстротой действия в довольно широком интервале давлений (10^{-2} — 10^{-6} мм рт. ст.). Что касается величины быстроты действия, то в зависимости от размеров насоса она изменяется от 40 до 20 000 л/сек.

§ 2.4. Насосы, работа которых основана на ионизации газа (ионные насосы)

Помимо рассмотренных выше механических методов перемещения газа из откачиваемого объема, его можно также приводить в движение электрическим полем. Для этого необходимо молекулы (атома) газа ионизовать, т. е. удалить из их внешней оболочки хотя бы один электрон, а образованным положительным ионам сообщить

направленные скорости в сторону предварительного разрежения, где они могут быть связаны одним из механизмов сорбции (см.

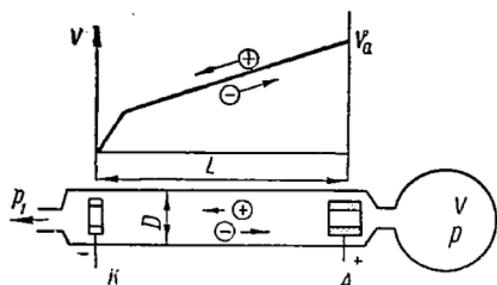


Рис. II.35. Схема простейшего ионного насоса.

раздел I) или, после нейтрализации, откачаны форвакуумным насосом. Откачивающее действие такого ионного насоса проявляется лишь в том случае, если количество удаляемых из объема ионов будет превышать количество молекул газа, диффундирующих в область ионизации и в откачиваемый объем со стороны предварительного разрежения.

Рассмотрим обычную двухэлектронную разрядную трубку, состоящую из катода К и кольцевого анода А (рис. II.35), и оценим ее возможности как ионного насоса. Газы в разрядном промежутке катод — анод ионизируются электронами, выходящими из накаливаемого катода К и приобретающими необходимую для ионизации энергию в электрическом поле на пути от катода к аноду. При некоторых условиях в трубке зажигается разряд, и вдоль разрядного промежутка устанавливается распределение потенциала, показанное в верхней части рис. II.35. Знак его таков, что положительные ионы получают направленную скорость в сторону катода и, попадая на него, превращаются в нейтральные молекулы (атомы).

Вследствие непрерывного перемещения ионов в сторону катода молекулы газа переносятся (откачиваются) из объема V в область предварительного разрежения и затем в атмосферу.

Рассмотрим условия, при которых возможна откачка с помощью простейшего ионного насоса, показанного на рис. II.35. Очевидно, что положительный откачивающий эффект проявится только тогда, когда поток направленного движения ионов Q_i в сторону катода превысит диффузионный поток газа Q_M через трубку длиной L и диаметром D под влиянием разности давлений $p_1 - p$ (p_1 — давление со стороны предварительного разрежения, а p — давление в откачиваемом объеме). В этом случае суммарный поток Q , т. е. количество газа, проходящего через поперечное сечение разрядной трубки за единицу времени, можно записать в виде

$$Q = Q_i - Q_M = pS_H, \quad (\text{II.36})$$

где S_H — быстрота откачивающего действия ионного насоса.

Обратный поток газа Q_M , возникающий вследствие диффузии при молекулярном режиме течения (см. раздел I, § 3.4), определяется выражением

$$Q_M = 12,15 \cdot 10^4 \frac{D^3}{L} (p_1 - p) \text{ [мм рт. ст. л/сек]}, \quad (\text{II.37})$$

если D и L выражены в метрах, а p — в миллиметрах ртутного столба.

Оценим теперь перенос газа ионами, учитывая только ударную ионизацию электронами, вышедшими из катода. В этом случае при токе эмиссии i_e количество электронов n_e , проходящих за единицу времени через любое сечение разрядной трубки, равно

$$n_e = \frac{i_e}{e}, \quad (\text{II.38})$$

где e — заряд электрона ($e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ к).

Считая, что каждое столкновение электрона с нейтральным атомом приводит к его ионизации, можно подсчитать количество ионов n_i , возникающих за единицу времени при соударениях n_e электронов с атомами на длине пути L ,

$$n_i = n_e L / \lambda_e, \quad (\text{II.39})$$

где λ_e — средняя длина свободного пробега электронов. Так как диаметр электрона намного меньше диаметра

молекулы, то при выводе выражения для λ_e (см. раздел I, § 3.1) радиус цилиндра, в котором происходят столкновения (рис. I.7), будет равен не диаметру молекулы d , а $d/2$. Кроме того, из-за большого различия в тепловых скоростях молекулы газа можно считать неподвижными. Тогда

$$\lambda_e = 4 \sqrt{2} \lambda. \quad (\text{II.40})$$

Для молекул воздуха

$$\lambda = \frac{5 \cdot 10^{-5}}{\rho} [\text{м}],$$

если ρ выражено в миллиметрах ртутного столба.

Следовательно,

$$\lambda_e = \frac{28,5}{\rho} \cdot 10^{-5} [\text{м}]. \quad (\text{II.41})$$

Таким образом, подставив (II.38) и (II.41) в выражение (II.39), получим

$$n_i = \frac{i_e L \rho}{e \cdot 28,5 \cdot 10^{-5}} = 2,2 \cdot 10^{22} i_e L \rho. \quad (\text{II.42})$$

Предполагая, что давление в разрядной трубке, которая используется в качестве ионного насоса, изменяется по линейному закону согласно формуле

$$p_x = \frac{p_1 - p}{L} x + p,$$

где p_x — давление в ионном насосе на расстоянии x от анода, получаем

$$n_i = 2,2 \cdot 10^{22} i_e \int_0^L p_x dx = 1,1 \cdot 10^{22} i_e L (p + p_1). \quad (\text{II.43})$$

Все эти частицы (ионы) движутся в сторону катода, создавая поток Q_i (ионный ток I_i),

$$Q_i = I_i = \left(\frac{\rho V}{t} \right) = \frac{Nm}{Mt} R_0 T = \frac{R_0 T}{M} \left(\frac{N}{t} m \right) = \frac{R_0 T}{M} n_i m. \quad (\text{II.44})$$

Подставив в выражение (II.44) значение n_i из (II.43), а также $m = \frac{M}{N_A} = 1,66 \cdot 10^{-24} \text{ М}$; $R_0 = 62,37$; $T = 300^\circ \text{ К}$, получаем

$$Q_i = 350 i_e L (p + p_1) [\text{мм рт. ст. л/сек}]. \quad (\text{II.45})$$

Тогда на основании формулы (II.36), а также выражений (II.37) и (II.45) быстрота действия ионного насоса будет равна

$$S_{\text{H}} = \frac{Q_i - Q_M}{p} = \left\{ 350 i_e L \left(1 + \frac{p_1}{p} \right) - 12,15 \cdot 10^4 \frac{D^3}{L} \left(\frac{p_1}{p} - 1 \right) \right\} [\text{л/сек}], \quad (\text{II.46})$$

если ток эмиссии i_e выражен в амперах, L и D — в метрах, p — в миллиметрах ртутного столба.

Предельное давление $p = p_{\text{п}}$ можно оценить из формулы (II.46), положив $S_{\text{H}} = 0$. Тогда

$$p_{\text{п}} = p_1 \frac{(12,15 \cdot 10^2 D^3 - 3,5 i_e L^2)}{(12,15 \cdot 10^2 D^3 + 3,5 i_e L^2)}. \quad (\text{II.47})$$

Из этого выражения видно, что для того, чтобы предельное давление при ионной откачке было значительно меньше давления на выходе ионного насоса p_1 (вакуум предварительного разрежения), ток эмиссии катода i_e должен быть порядка

$$i_e \simeq 3,2 \cdot 10^2 \frac{D^3}{L^2} [a]. \quad (\text{II.48})$$

Отсюда следует, что для ионных насосов с использованием газового разряда необходимы сравнительно большие токи эмиссии. Поэтому разработка современных ионных насосов шла по пути более эффективного использования электронов, выходящих из катодов. Этого можно достигнуть, применяя длинные разрядные промежутки и помещая разряд в продольное магнитное поле.

Схематическое устройство более совершенного ионного насоса показано на рис. II.36. Здесь используются длинный разрядный промежуток ($L \approx 2,5$ м) и два катода K_1 и K_2 . Анодом служит или корпус насоса (если он цельнометаллический), или специальный сетчатый электрод, расположенный посередине разрядной трубки. Вход в насос находится в средней части трубки. При зажигании разряда между общим анодом A и катодами K_1 и K_2 в разрядном промежутке устанавливается распределение потенциала, показанное на рис. II.36 вверху. Электроны, вышедшие из какого-либо катода, в первой части разрядного промежутка ускоряются, а во второй — замедляются.

ются. Дойдя до противоположного катода, они теряют свою скорость и начинают двигаться в обратном направлении. Таким образом, электроны не исчезают на аноде (как в системе на рис. II.35), а могут совершать колебания в разрядном промежутке, что увеличивает вероятность встречи их с молекулами газа и повышает эффективность ионизации. Однако наличие даже небольшой

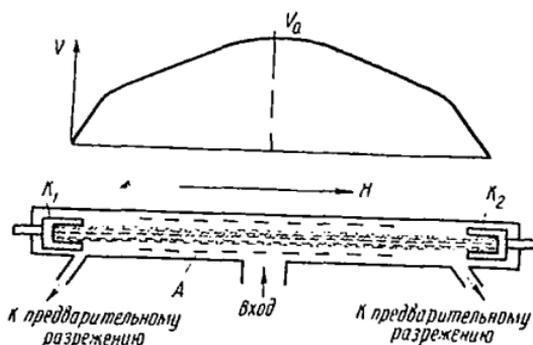


Рис. II.36. Устройство металлического ионного насоса большой производительности.

радиальной составляющей скорости на довольно длинном пути движения электронов выводит их из игры из-за попадания на анод или стенки разрядной трубки. Чтобы предотвратить это, разрядный промежуток помещают в продольное магнитное поле. Теперь появление радиальной составляющей скорости будет вызывать спиралеобразное движение электронов вокруг силовых линий магнитного поля и приводить к еще большему удлинению их пути в разряде. При этих условиях оцениваемая по формуле (II.47) величина тока эмиссии i_e , необходимая для получения откачивающего эффекта, вполне реальная, а обратная диффузия газа из области предварительного разрежения в откачиваемый объем будет затруднена. Положительные ионы, вследствие специфического распределения потенциала в разряде, могут перемещаться только к катодам, где нейтрализуются и удаляются форвакуумными насосами.

Описанный тип ионного насоса позволяет получать предельное разрежение $p_{\text{п}} \approx 10^{-6}$ мм рт. ст. при быстроте действия несколько тысяч литров в секунду.

К недостаткам ионных насосов следует отнести ограниченный срок службы (из-за разрушения накаливаемого катода) и большую потребляемую мощность (десятки киловатт), расходуемую в основном на создание магнитного поля и поддержание разряда.

§ 2.5. Насосы, работа которых основана на использовании физико-химического связывания газов

Наряду с ионными насосами широкое практическое применение получили насосы, в которых газ из откачиваемого объема удаляется одним из механизмов сорбции (см. раздел I, § 4.2). В этих насосах газ не выбрасывается в атмосферу, а остается внутри насоса в связанном состоянии.

Ионно-сорбционные насосы. Принцип действия их заключается в ионизации газа и связывании его специально введенными испаряющимися поглотителями. Обычно для этой цели применяют титан, который по совокупности свойств является наиболее подходящим испарителем.

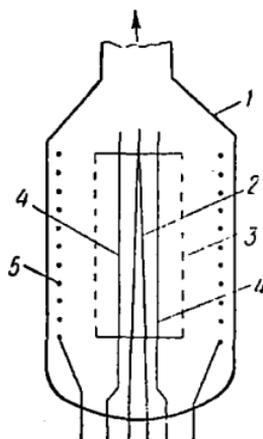


Рис. II.37. Схематическое устройство ионно-сорбционного насоса.

На рис. II.37 схематически показано устройство одного из ионно-сорбционных насосов. В колбе 1 находятся накаливаемый вольфрамовый катод 2, сетчатый (цилиндрический) анод 3 и несколько титановых испарителей 4. Простейшим испарителем может служить нагреваемая пропусканием тока вольфрамовая нить, на которую навита спираль из титановой проволоки. Испаряющийся титан осаждается на внутренних стенках колбы, и при непрерывной работе испарителей поддерживается свежий титановый слой, способный поглощать и «замуровывать» попадающие на него молекулы откачиваемого газа. Это поглощение можно сделать еще более эффективным, если осуществить ионизацию остаточного газа и обеспечить увод положительных ионов к осаждаемой пленке титана.

Для этого между анодом и катодом прикладывается разность потенциалов в несколько сот вольт, а спиральной сетке 5, которая обычно используется для прогрева корпуса насоса с целью его обезгаживания, сообщается потенциал, равный потенциалу катода или на несколько вольт ниже. Тогда ионы, образованные в пространстве анод 3 — сетка 5, будут увлекаться к стенкам, покрытым

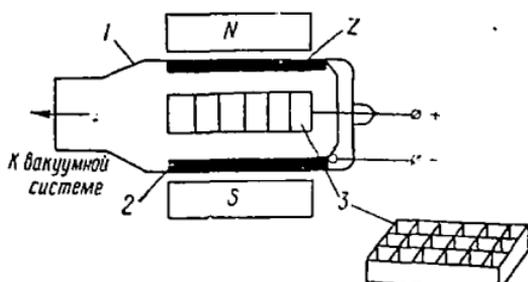


Рис. II.38. Электроразрядный ионно-сорбционный насос.

слоем распыленного титана, и поглощаться в нем. Для электронов, вышедших из катода 2, такое распределение потенциалов представляет своего рода ловушку, в которой они, совершая колебательные движения, будут продолжать ионизовать молекулы и атомы остаточного газа.

Предельный вакуум, получаемый с помощью ионно-сорбционных насосов, достигает величины $\sim 10^{-9}$ мм рт. ст., а быстрота действия в оптимальном варианте превышает несколько сот литров за секунду.

Электроразрядные насосы. В этих насосах электрический разряд используется как для повышения эффективности связывания газов (см. раздел I, § 4.3), так и для распыления титанового поглотителя. На рис. II.38 показано устройство простейшего электроразрядного насоса. Внутри камеры 1 расположены две титановые пластины 2, служащие катодами, и анод 3 ячеистой конструкции. Между анодом и катодом прикладывается напряжение в несколько киловольт, а вся система помещается в постоянное магнитное поле, напряженность которого достигает нескольких килоэрстед. Включение насоса (подача анодного напряжения) производится при достижении предварительного разрежения $\sim 10^{-3}$ мм рт. ст.

В этих условиях между анодом и холодными катодами зажигается разряд, и последние подвергаются интенсивной бомбардировке положительными ионами, что приводит к распылению материала катодов (титана) и осаждению его на сильно развитой поверхности анода и стенках колбы насоса. Акт удара ионов о поверхность катодов сопровождается также освобождением вторичных электронов, большая часть которых в данной системе может совершать колебательные движения в разрядном промежутке и ионизовать как молекулы (атомы) остаточного газа, так и атомы распыленного титана. Благодаря большому времени жизни электронов в разряде (за счет колебательного движения) вероятность ударной ионизации достаточно высока и при очень низких давлениях.

Непрерывно напыляемые титановые слои интенсивно связывают попадающие на них молекулы газа и постепенно замуравывают «отработанные» слои титана, насытившиеся газом. Связывание газа в электроразрядном насосе происходит как свеженапыленным титаном, так и поверхностью титановых катодов. На катодах поглощаются в основном ударяющиеся о его поверхность положительные ионы. Механизм поглощения ионизованных частиц объясняют проникновением их в глубь титановых пластин при бомбардировке катодов. Это особенно важно при откачке инертных газов, которые из-за малой химической активности практически не связываются титаном механизмами химической и физической адсорбции.

В промышленном оформлении электроразрядные насосы изготавливаются различных размеров с быстротой действия от нескольких литров до многих десятков тысяч литров за секунду (по воздуху). Однако при откачке электроразрядным насосом скорость откачки различных газов не одинакова. Лучше всего откачивается водород (примерно в два раза быстрее воздуха), несколько хуже азот и кислород. Скорость откачки инертных газов не превышает 10% скорости откачки воздуха.

Предельный вакуум для электроразрядных насосов оценивается величиной порядка $\sim 10^{-9}$ мм рт. ст. и ниже.

Адсорбционные насосы. Принцип работы адсорбционных насосов основан на связывании газов механизмом физической адсорбции некоторыми пористыми адсорбентами. Иногда для усиления процесса адсорбции поглотитель необходимо охлаждать (см. раздел I, § 4.2).

Рабочими веществами для адсорбционных насосов могут служить активированный уголь и некоторые сложные силикаты (цеолиты).

Исходным материалом для получения активированного угля, применяемого в вакуумной технике, является скорлупа кокосовых или грецких орехов. Активирование заключается в медленном нагреве угля в закрытом сосуде до температуры 350—400° С. Затем воздух откачивают, снова напускают и так повторяют несколько раз. При этом углеводороды, заполняющие поры угля, соединяются с кислородом воздуха и удаляются при откачке в виде CO_2 и H_2O , а уголь приобретает хорошо развитую пористую структуру. Активированный уголь имеет очень большую адсорбирующую поверхность, превышающую 1000 м² на 1 г, и уже при комнатной температуре хорошо поглощает почти все газы и пары воды, а при охлаждении до температур жидкого азота (—196° С) адсорбционная способность его увеличивается в десятки раз.

Эффективным поглотителем газов в адсорбционных насосах являются также цеолиты. Они представляют собой минералы, в основном алюмосиликаты кальция и натрия. В вакуумной технике используются искусственные цеолиты, которые получают синтезом нескольких видов цеолитов и имеют поры различного диаметра. Отечественный цеолит марки СаА с размерами пор ~ 5 Å пригоден для поглощения больших количеств воздуха, поскольку диаметры молекул газов, входящих в его состав (O_2 , N_2 , CO_2 и др.), не превышают 3 Å. Цеолит марки NaX имеет размеры пор ~ 9 Å и также хорошо сорбирует воздух. На рис. II.39 показаны изотермы адсорбции воздуха для двух названных цеолитов, охлажденных до температуры —196° С. Из рисунка видно, что обе марки цеолитов пригодны для создания разрежения $\sim 10^{-5}$ мм рт. ст. Но для получения более низких давлений практически применим только цеолит марки NaX, и то после специальной тренировки при температуре 400° С с одновременной откачкой в течение 3—4 час.

Схематическое устройство адсорбционного насоса показано на рис. II.40. Здесь откачиваемый объем 1 посредством крана 2 соединяется с адсорбционным насосом, который представляет собой стеклянный или металлический сосуд 3, наполненный рабочим веществом 4 (активированный уголь, цеолит). Сосуд с рабочим веществом

погружается в жидкий азот, и насос начинает работать. Поглотив определенное количество газа, рабочее вещество насыщается. По достижении такого состояния нужно отключить насос от откачиваемого объема и подвергнуть его регенерации, которая заключается в нагреве рабочего вещества и одновременной откачке через кран 5. После регенерации кран 5 снова закрывается, насос по-

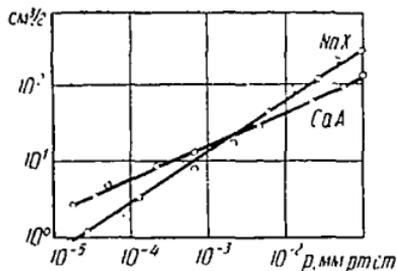


Рис. II.39. Изотермы адсорбции воздуха для цеолитов, охлажденных до температуры -196°C .

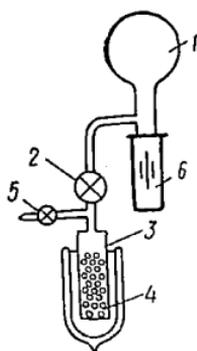


Рис. II.40. Адсорбционный насос.

гружается в жидкий азот, и откачка может быть продолжена.

Предельное разрежение, достигаемое адсорбционными цеолитовыми насосами, достигает $\sim 10^{-9}$ мм рт. ст.

При необходимости безмасляной откачки адсорбционные насосы могут быть использованы для получения предварительного разрежения в электроразрядных и ионносорбционных насосах, присоединяемых параллельно с адсорбционным к откачиваемому объему (позиция б на рис. II.40).

Конденсационные, или криогенные, насосы. Работа конденсационных (криогенных) насосов основана на конденсации газов и паров на поверхностях твердых тел, охлажденных до очень низких температур, при которых равновесная упругость пара откачиваемых веществ намного ниже давления, которое необходимо получить в откачиваемой системе. Например, если идет речь об откачке азота, кислорода, аргона или углекислого газа, то, как видно из рис. I.10, температуру стенок поверхности, на которой происходит конденсация, достаточно снизить до

20,4° К (температура жидкого водорода). При этом суммарное давление основных газов, входящих в состав атмосферного воздуха (N_2 , O_2 , Ar , CO), не будет превышать 10^{-10} мм рт. ст.

Однако, как видно из рис. II.10, температура жидкого водорода недостаточна для конденсации таких газов, как неон, водород и гелий. Поэтому в водородных конденсационных насосах применяется предварительная откачка объема до возможно низкого разрежения ($\sim 10^{-6}$ мм рт. ст.). При этом суммарное парциальное давление газов,

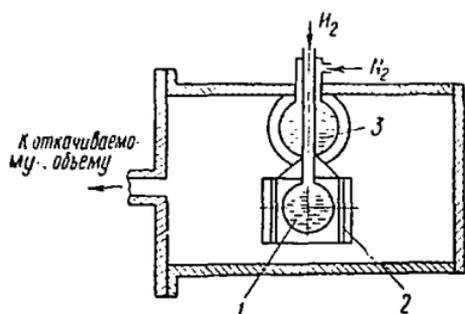


Рис. II.41. Схематическое устройство водородного конденсационного насоса.

не конденсируемых при температуре жидкого водорода, снижается от нескольких сотых долей миллиметра ртутного столба (при атмосферном давлении) до $\sim 10^{-10}$ мм рт. ст. Этот уровень давления и следует считать предельным разрежением для водородных конденсационных насосов, поскольку парциальные давления остальных компонент газов не превышают 10^{-11} мм рт. ст.

Принципиальная схема устройства для откачки водородным конденсационным насосом показана на рис. II.41. Здесь основным откачивающим элементом является конденсатор 1, представляющий собой шаровую поверхность медного сосуда, заполненного жидким водородом. Для уменьшения теплообмена за счет излучения и снижения расхода жидкого водорода конденсатор 1 помещается в медный экран 2, охлаждаемый жидким азотом ($T = -196^\circ C$), находящимся в сосуде Дьюара 3. Экран играет также роль конденсационного насоса для паров воды и других легкоконденсирующихся веществ, слетающих со стенок системы при ее тренировке.

В описанной конструкции криогенного насоса, когда конденсирующий элемент помещен непосредственно в откачиваемый объем, быстрота действия S_n может достигать величины $\sim 10^4 - 10^5$ л/сек, а предельное давление $p_n = 10^{-9} \div 10^{-10}$ мм рт. ст. Время непрерывной работы

насоса при давлении $\sim 10^{-8}$ мм рт. ст. составляет несколько недель, а расход жидкого водорода не превышает 2 л/час (при $S_{\text{н}} \sim 10^5$ л/сек).

Для получения более низких давлений вместо жидкого водорода используют жидкий гелий, температура кипения которого при атмосферном давлении составляет $\sim 4,2^\circ \text{K}$ (-269°C). В этих условиях, как видно из приведенных на рис. 1.10 кривых, парциальные давления основных газов, входящих в состав атмосферного воздуха, снижаются еще на несколько порядков, а упругость паров водорода составляет $\sim 3,5 \cdot 10^{-7}$ мм рт. ст. Если же в качестве хладагента использовать жидкий гелий, кипящий под откачкой (достигаемой обычно отдельным вращательным насосом), то температура конденсатора может быть понижена до $2,8^\circ \text{K}$, и давление насыщенного пара водорода не будет превышать $2 \cdot 10^{-12}$ мм рт. ст.

При длительной работе конденсационных насосов на охлаждаемых поверхностях накапливаются слои конденсата, которые необходимо удалять путем прогрева насоса до комнатной температуры с одновременной откачкой вспомогательным насосом.

РАЗДЕЛ III

МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ НИЗКИХ ДАВЛЕНИЙ

Глава 1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ

§ 1.1. Связь между состоянием разрежения и абсолютным давлением газа

Состояние разрежения газа (вакуум) в откачиваемом объеме можно количественно охарактеризовать абсолютным давлением, т. е. оценивать остаточное давление как силу, действующую на единицу поверхности измерительного элемента. При этом измеряемое давление ($p_{абс}$) принято отсчитывать от абсолютного нуля. Величина $p_{абс}$ ($p_{абс} > p_{атм}$) и может служить количественной характеристикой вакуума. Таким образом, понятие вакуум имеет смысл обычной физической величины, которую можно измерять в единицах давления.

Количественной характеристикой вакуума также может служить разность между атмосферным и абсолютным давлением внутри откачиваемого сосуда. Однако при этом под вакуумом следует понимать некоторую разреженность по сравнению с атмосферным давлением.

На практике пользуются и первой и второй характеристикой вакуума, и их выбор определяется характером изучаемого процесса. В том случае, когда ход процесса не связан с внешним (атмосферным) давлением (например, откачка электровакуумного прибора), следует измерять абсолютное давление внутри откачиваемого объема. Если же состояние системы определяется разностью между атмосферным и абсолютным давлением внутри нее (например, процессы, происходящие в некоторых типах вакуумных насосов), то для ее характеристики удобно пользоваться разностью давлений ($p_{атм} - p_{абс}$), так как сила, действующая на рабочий элемент системы, будет зависеть от разности между атмосферным и абсолютным давлением внутри нее. Очевидно, что при первом и вто-

ром методах количественной характеристики состояния разрежения не обязательно знать абсолютное значение атмосферного давления. Поэтому в дальнейшем мы рассмотрим физические основы методов измерения только абсолютных значений низких давлений.

§ 1.2. Диапазон и точность измерения низких давлений

Нижний предел достигаемых в настоящее время разрежений отодвигается в сторону все более низких давлений. В лабораторных условиях уже получают вакуум порядка 10^{-14} мм рт. ст. Таким образом, если этот уровень разрежения сравнивать с атмосферным давлением, то необходимо рас-

полагать приборами, позволяющими измерять абсолютные давления в диапазоне примерно 17 порядков (при измерении его в миллиметрах ртутного столба). Согласно установившейся традиции, приборы для измерения низких давлений называют манометрами или вакуумметрами.

Поэтому обычно не различают по названию приборы, измеряющие абсолютные давления непосредственно (манометры), и приборы, позволяющие судить о состоянии разрежения косвенным путем — по зависимости некоторых физических процессов от давления (вакуумметры).

Большое значение при конструировании вакуумметров имеют требования к точности предполагаемых измерений. Естественно, что на таком большом диапазоне измеряемых давлений они не могут быть одинаковыми. В табл. III. 1 приведены допустимые погрешности измерения абсолютных давлений вакуумметрами в различных диапазонах. Погрешности серийных промышленных приборов, как правило, значительно больше указанных в таблице.

Таблица III. 1

Допустимые относительные погрешности, %

Диапазон давлений, мм рт. ст.	Приборы с индивидуальной градуировкой	Образцовые приборы
760— 10^{-2}	0,1— 1,0	0,02— 0,5
10^{-2} — 10^{-6}	1,0— 5,0	1,00— 3,0
10^{-6} — 10^{-8}	5,0—10,0	5,00—10,0
10^{-8} и ниже	10,0—50,0	10,00—20,0

§ 1.3. Единицы измерения низких давлений

Наиболее распространенной единицей измерения давления в вакуумной технике является миллиметр ртутного столба (*мм рт. ст.*). Хотя эта единица является внесистемной, она удобна для измерения низких давлений. Под давлением 1 *мм рт. ст.* понимается давление, которое создает вес столба ртути высотой в 1 *мм* при стандартных условиях: $T=0^\circ\text{C}$, нормальное ускорение силы тяжести $g_n=9,80665\text{ м/сек}^2$, плотность ртути $\rho_0=13,5951\text{ г/см}^3$. Таким образом,

$$1\text{ мм рт. ст.} = 0,1\text{ [см]} \cdot 13,5951\text{ [г/см}^3\text{]} \cdot 980,665\text{ [см/сек}^2\text{]} = \\ = 1333,2239\text{ [дин/см}^2\text{]}.$$

В некоторых зарубежных странах давление в 1 *мм рт. ст.* называют «тор» в честь известного итальянского физика Торричелли, первого исследователя давления воздуха и изобретателя U-образного манометра. При определении тора была использована $1/760$ часть нормальной (физической) атмосферы, равной $1\,013\,250\text{ дин/см}^2$. В результате такого определения 1 *тор* оказался меньше 1 *мм рт. ст.* на 10^{-7} часть своей абсолютной величины, что практически не имеет никакого значения.

Среди других единиц для измерения давления можно назвать физическую атмосферу (*атм*) ($1\text{ атм} = 1,0333\text{ кгс/см}^2 = 760\text{ мм рт. ст.}$), техническую атмосферу (*ат*) ($1\text{ ат} = 1\text{ кгс/см}^2 = 735,52\text{ мм рт. ст.}$) и бар ($1\text{ бар} = 10^6\text{ дин/см}^2 = 750,06\text{ мм рт. ст.}$). Однако эти единицы, как и единица 1 *мм вод. ст.* $= 0,073552\text{ мм рт. ст.}$, в вакуумной технике применяются очень редко.

Принятая с января 1963 г. Международная система единиц СИ предусматривает для измерения давления в любом диапазоне (в частности, в вакуумной технике) одну единицу — ньютон на квадратный метр (н/м^2) — $1\text{ н/м}^2 = 0,00750\text{ мм рт. ст.}$ и $1\text{ мм рт. ст.} = 133,322\text{ н/м}^2$. Отсюда следует связь между измерениями одного и того же давления в этих системах единиц $p\text{ [н/м}^2\text{]} = 133,322\text{ } p\text{ [мм рт. ст.]}$.

При грубых расчетах в области низких давлений можно использовать приближенный переходной множитель $1\text{ мм рт. ст.} \approx 100\text{ н/м}^2$.

Наконец, вакуум в исследуемом объеме можно характеризовать также молекулярной концентрацией, отнесенной к нормальным условиям ($T=0^\circ\text{C}$). В самом деле, в разделе I мы получили выражение $p=nkT$. Тогда при давлении 1 мм рт. ст. и $T=273^\circ\text{K}$ (0°C) в 1 см³ газа содержится $3,5 \cdot 10^{16}$ молекул. Отсюда получаем связь между давлением p (в мм рт. ст.) и молекулярной концентрацией n_0 , отнесенной к 0°C ,

$$p = \frac{n_0}{3,5 \cdot 10^{16}} = 2,8 \cdot 10^{-17} n_0 [\text{мм рт. ст.}]. \quad (\text{III.1})$$

§ 1.4. Классификация приборов для измерения низких давлений

Все многочисленные приборы для измерения низких давлений можно условно разделить на пять групп, положив в основу классификации физический принцип, который использован в их работе.

В первую группу входят приборы, в которых используется механическое воздействие давления на измерительный элемент. К ним относятся гидростатические и деформационные манометры. Их градуировочные характеристики могут быть рассчитаны с достаточно высокой точностью, и градуировка не зависит от рода газа, заполняющего измерительный объем.

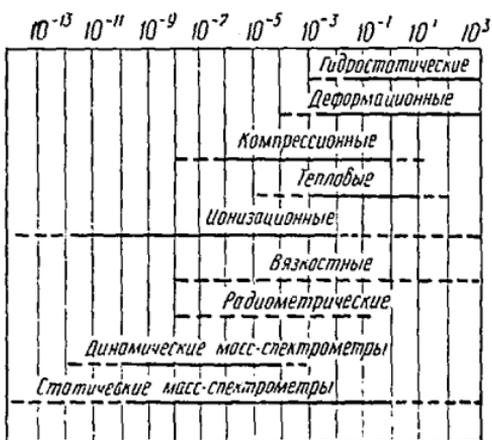
Работа второй группы манометров основана на использовании закона Бойля — Мариотта. Она включает компрессионный манометр и его разновидности.

В основе работы третьей группы манометров лежат законы кинетической теории газов (радиометрические и вязкостные манометры).

Четвертая группа объединяет все тепловые манометры, где используется зависимость теплопроводности газа от давления. Представителями этой группы являются манометр сопротивления, терморный манометр и манометры расширения.

Самой многочисленной является пятая группа, куда входят все ионизационные манометры. Работа приборов этой группы основана на использовании ионизации остаточного газа. Сюда относятся термоэлектронные ионизационные, магнитные электроразрядные и радиоизотопные манометры.

Диапазоны давлений, измеряемых упомянутыми выше группами манометров, показаны на рис. III.1. Здесь сплошными линиями указаны области измеряемых давлений для промышленных образцов приборов, а пунктирными — диапазоны давлений, измеряемых специальными конструкциями приборов лабораторного образца. Области рабочих давлений



отдельных представителей названных групп манометров будут указаны ниже при рассмотрении их работы.

Прежде чем перейти к описанию отдель-

Рис. III.1. Области давлений, измеряемых различными типами вакуумметров: ————— промышленные приборы; - - - - - лабораторные образцы.

ных групп манометров, следует отметить, что измерение низких давлений связано с предельно малыми механическими силами, являющимися мерой давления. Так, при давлении $\sim 10^{-4}$ мм рт. ст. на 1 см^2 стенки действует сила $\sim 1,333 \cdot 10^2 \text{ н}$ ($1,36 \cdot 10^{-4} \text{ г}$). При меньших давлениях эта сила становится исчезающе малой, и непосредственно измерить ее практически невозможно. Поэтому разумный нижний предел давлений, оцениваемый современными механическими деформационными манометрами, достигает уровня $\sim 10^{-4}$ мм рт. ст.

В других типах манометров измерение низких давлений связано с дополнительной затратой энергии. В компрессионных манометрах, как увидим ниже, это работа сжатия газа, в ионизационных — энергия, расходуемая на ионизацию газа, и т. д.

При измерениях низких давлений часто приходится решать вопрос о выборе типа манометра, наиболее подходящего для условий конкретного эксперимента. Здесь нужно не только учитывать точность и диапазон измеряемых давлений, но также знать чувствительность манометров к различным газам и свойственные им недостатки.

§ 2.1. Гидростатические манометры

Принцип действия гидростатических (жидкостных) манометров основан на использовании закона сообщающихся сосудов. Простейший манометр представляет собой трубку, изогнутую в виде буквы U и заполненную ртутью или какой-либо другой жидкостью с низкой упругостью пара (рис. III.2, а). В самом деле, при открытых концах трубки жидкость в обоих коленах установится на одном и том же уровне. Если одно колено присоединить к вакуумной системе, в которой создано разрежение, оцениваемое абсолютным дав-

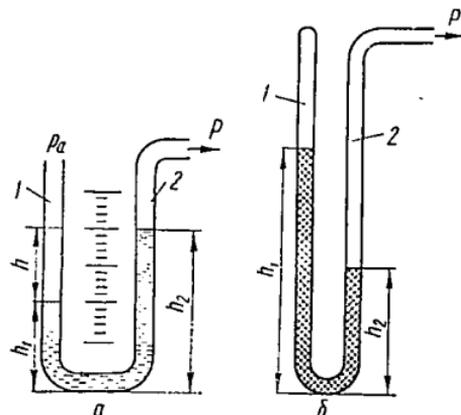


Рис. III.2. U-образный жидкостный манометр:

а — открытый; б — закрытый.

лением p , то под влиянием атмосферного давления p_a уровень жидкости сместится так, что в колене 2 он повысится, а в колене 1 — понизится. Возникший перепад уровней и будет давать сведения о разности давлений ($p_a - p$), уравниваемой гидростатическим давлением разности высот столба жидкости в коленах манометра. Но так как давление столба жидкости определяется его весом, отнесенным к единице площади, и, следовательно, зависит только от высоты столба и плотности жидкости, то можно записать

$$p_a - p = \rho g (h_2 - h_1), \quad (\text{III.2})$$

где ρ — плотность жидкости при данной температуре;
 g — ускорение силы тяжести в том месте, где производится измерение;

$(h_2 - h_1)$ — разность уровней в коленах.

Таким образом, открытый манометр позволяет непосредственно оценивать вакуум как состояние разреженности, т. е. как разность между атмосферным давлением

в данном месте и абсолютным давлением в откачиваемом объеме. Для оценки подобным прибором абсолютного давления в сосуде, где создано разрежение, необходимо независимым путем, например обычным барометром, измерять атмосферное давление. Тогда из (III.2) получаем

$$p = p_a - \rho g (h_2 - h_1) = p_a - \rho g h. \quad (\text{III.3})$$

Поскольку атмосферное давление может значительно изменяться даже в течение одних суток, при точных измерениях открытым U-образным манометром необходимо знать атмосферное давление в тот момент, когда производится измерение.

Показания U-образного манометра, у которого одно колено запаяно и заполнено жидкостью (рис. III.2, б), не будут зависеть от внешнего атмосферного давления, и его можно использовать для измерения абсолютного давления в откачиваемых системах. В самом деле, при откачке закрытого манометра давление над поверхностью жидкости у запаянного колена трубки не будет превышать давления ее насыщенного пара (для ртути $\sim 10^{-3}$ мм рт. ст.), поэтому в формуле (III.3) можно принять $p_a = 0$. Учитывая также, что уровень жидкости в запаянном колене 1 выше, чем в колене 2, выражение (III.2) можно переписать в виде

$$p = -\rho g (h_2 - h_1) = \rho g h. \quad (\text{III.4})$$

Из формул (III.2) и (III.4) видно, что разреженность или абсолютное давление, измеряемые U-образными манометрами, пропорциональны плотности рабочей жидкости и разности уровней в обоих коленах.

Длина трубок в манометрах, измеряющих давление от атмосферного и ниже, должна быть такой, чтобы высота столба рабочей жидкости уравнивала атмосферное давление. Например, в известных опытах Торричелли, который впервые применил гидростатический манометр для измерения атмосферного давления, длина трубки, заполненной водой, достигала ~ 10 м. Поэтому в современных U-образных манометрах, с целью уменьшения их линейных размеров, в качестве рабочей жидкости применяют ртуть. Она обладает наибольшей плотностью ($\rho = 13,55$ г/см³ при 20° С) и не смачивает стекло.

Как известно, столбик ртути высотой 760 мм уравнивает атмосферное давление. С этим и связаны опти-

мальные размеры трубки U-образного ртутного манометра. Использование в качестве рабочей жидкости ртути упрощает процесс измерения давления, при котором разность уровней ртути в трубках, выраженная в миллиметрах, сразу дает сведения о давлении в миллиметрах ртутного столба.

В вакуумной технике часто приходится измерять давление, не превышающее несколько десятков миллиметров ртутного столба. В этих условиях, конечно, нет необходимости пользоваться «полнометражным» U-образным манометром, и его делают укороченным (рис. III.3). При дав-

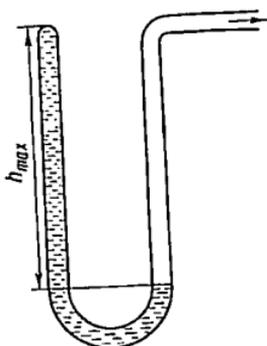


Рис. III.3. Укороченный U-образный манометр.



Рис. III.4. Жидкостный манометр с наклонным коленом для повышения чувствительности.

лении, превышающем максимальную высоту манометра h_{\max} , ртуть будет прижата к запаянному концу трубки, при $p < h_{\max}$ она начнет перемещаться. Таким образом, высота h_{\max} определяет верхний предел давления, измеряемого укороченным манометром.

Нижний предел давлений для большинства U-образных манометров с ртутным наполнением зависит от возможности точного отсчета разности уровней в коленях манометра и практически не может быть ниже 1 мм рт. ст. Чтобы несколько понизить этот предел, можно использовать манометр, у которого измерительный капилляр расположен под небольшим углом φ к горизонтальной плоскости (рис. III.4). Как видно из рисунка, чувствительность такого манометра увеличивается в $1/\sin \varphi$ раз.

Для устранения необходимости отсчитывать уровни жидкости в обоих трубках можно одно колено U-образного манометра заменить чашкой с площадью поперечного сечения S , много большей сечения s измерительной труб-

ки, как показано на рис. III.5. При этом перемещение рабочей жидкости в измерительной трубке практически не изменит ее уровня в чашке, выбранного за нулевую отметку (в закрытых U-образных манометрах это будет соответствовать состоянию неоткачанного манометра, когда жидкость прижата к запаянному концу трубки). Если такой чашечный манометр присоединить к откачиваемой системе, где создано разрежение, то уровень жидкости в измерительном капилляре опустится на величину,

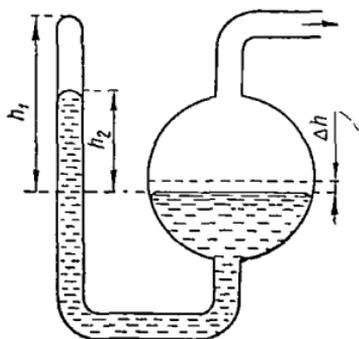


Рис. III.5. Чашечный U-образный манометр.

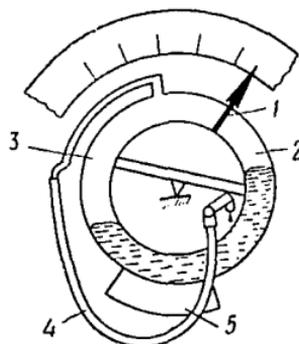


Рис. III.6. Жидкостный манометр-весы.

измеряемую разностью высот h_1 и h_2 . Но так как при этом часть жидкости перешла из трубки в чашку, то уровень ее в чашке должен подняться на величину Δh . Тогда истинная высота столба жидкости ($h_{ист}$), уравновешивающего измеряемое давление, будет равна $h_2 - \Delta h$.

Величину Δh можно оценить из равенства объемов жидкости, переместившейся из измерительного капилляра в чашку, т. е.

$$s(h_1 - h_2) = S\Delta h,$$

откуда

$$\frac{\Delta h}{h_2} = \frac{s}{S} \left(\frac{h_1}{h_2} - 1 \right). \quad (III.5)$$

Таким образом, при соответствующем выборе геометрических размеров манометра относительная ошибка, связанная с изменением уровня в чашке, не будет превышать величины погрешности для данного типа прибора (обычно $\sim 1\%$).

Некоторую разновидность укороченного U-образного манометра представляет собой манометр-весы (рис. III.6). Здесь трубки заменены кольцевой полостью (тором), герметически разделенной перегородкой 1. После заполнения тора рабочей жидкостью (обычно до половины его объема) одна из образованных камер (в нашем случае камера 2) откачивается до возможно высокого разрежения, а другая 3 соединяется с помощью гибкого вакуумпровода 4 с откачиваемым объемом, где нужно измерять давление. Если теперь реализовать подвеску прибора так, чтобы тор мог поворачиваться на некоторый угол вокруг своего геометрического центра, то, будучи сбалансированными с помощью противовеса 5 в каком-то начальном положении (например, когда полость 2 полностью заполнена жидкостью), манометр-весы будут чувствовать перемещение уровней жидкости, вызванное изменением давления в камере 3. При этом абсолютное давление можно оценивать с помощью стрелки-указателя и шкалы, проградуированной в единицах давления.

Для повышения чувствительности U-образных манометров в области низких давлений ($p < 1$ мм рт. ст.) целесообразно использовать рабочие жидкости с меньшей плотностью, чем у ртути. Для этого применяют высоковакуумные масла и другие жидкости, обладающие малыми плотностями и достаточно низким давлением насыщенных паров. В этом случае для приведения показаний манометра к миллиметрам ртутного столба надо полученную разность уровней в трубках h умножить на отношение $\rho/13,6$, так как согласно равенству (III.3) величина h обратно пропорциональна плотности рабочей жидкости ρ . Замена рабочей жидкости в манометре, например ртути ($\rho = 13,6$ г/см³) маслом ($\rho = 0,9$ г/см³), увеличивает его чувствительность примерно в 15 раз и позволяет в такое же число раз расширить нижний предел измерения манометра. Однако масла и другие жидкости, кроме ртути, растворяют газы с дальнейшим выделением их в откачанную полость запаянного колена укороченного манометра. Для устранения этого явления применяют укороченный дифференциальный манометр (рис. III.7). Здесь наличие комбинированного крана позволяет перед измерением обезгазить рабочую жидкость (откачиваются оба колена манометра до высокого вакуума), а затем производить измерение, повернув кран на 180°.

Чувствительность обычного ртутного U-образного манометра можно повысить, использовав в открытом колене трубку переменного сечения (рис. III.8), в которую поверх ртути налита легкая жидкость, например вакуумное масло. Теперь даже небольшое перемещение ртутного мениска вызовет заметное изменение уровня масла в узкой трубке, который будет пропорционален отношению

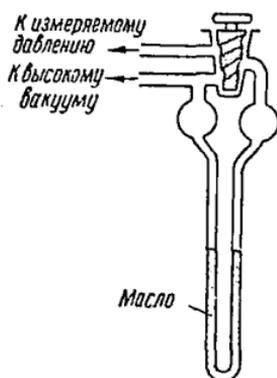


Рис. III.7. Укороченный дифференциальный масляный манометр.

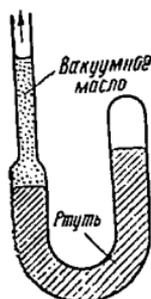


Рис. III.8. U-образный манометр с измерительным коленом переменного сечения и двумя жидкостями.

квадратов диаметра основной трубки и капилляра (при условии, что плотность легкой жидкости пренебрежимо мала по сравнению со ртутью).

При работе с жидкостными манометрами следует иметь в виду зависимости плотности рабочей жидкости от температуры, а также ускорения силы тяжести от географической широты местности, где производятся измерения, и вносить соответствующие поправки. Последние вычисляются по формулам

$$\Delta h_t = h \left[\frac{1 + \alpha(t - 20)}{1 + \beta t} \right] \frac{\rho_{рт}}{\rho_{ж}}; \quad (III.6)$$

$$\Delta h_g = h \left[\frac{g}{g_n} - 1 \right] \frac{\rho_{рт}}{\rho_{ж}}, \quad (III.7)$$

где Δh_t — температурная поправка, связанная с тем, что измерение производится при температуре t , отличной от 0°C ;

α — коэффициент линейного расширения измерительной линейки (для стекла $\alpha = 8 \cdot 10^6 \text{ град}^{-1}$);
 β — коэффициент объемного расширения жидкости;

Δh_g — поправка на отклонение ускорения силы тяжести g от нормального $g_n = 980,665 \text{ см/сек}^2$;

$\rho_{ж}$ — плотность рабочей жидкости манометра при температуре измерения.

Пользуясь этими формулами, можно найти, например, что в Москве ($g = 981,52 \text{ см/сек}^2$, $h = 735 \text{ мм рт. ст.}$) для ртутного манометра ($\rho_{рт} = 13,595 \text{ г/см}^3$, $\beta = 1,8 \cdot 10^{-4} \text{ град}^{-1}$) поправка $\Delta h_g = 2,5 \text{ мм}$, а $\Delta h_t = (t = 20^\circ \text{ C}) = 0,6 \text{ мм}$.

§ 2.2. Деформационные манометры

В деформационных манометрах мерой давления служит упругая деформация чувствительного элемента (спиральная трубка, мембрана) под действием приложенной к нему разности давлений. Эту деформацию можно связать с градуированным указателем и, таким образом, сделать возможным отсчет давления по шкале. Современные деформационные манометры различаются не только по типу упругого элемента, но и по способу измерения деформаций.

Устройство простейшего трубчатого манометра (манометр Бурдона) показано на рис. III.9. В качестве чувствительного элемента здесь используется изогнутая по дуге окружности сплюснутая трубка 1. Один конец трубки запаян, а другой с помощью штуцера 2 присоединяется к вакуумной системе. Под действием разности давлений (атмосферного p_a и измеряемого p) конец трубки 1 смещается и, будучи связан системой рычагов с зубчатым сектором 3, приводит во вращение стрелку-указатель 4.

При линейной градуировке прибора угол поворота стрелки φ пропорционален разности давлений ($p_a - p$). Следовательно, давление в вакуумной системе, к которой присоединен манометр, можно определить из равенства

$$p = p_a - \varphi. \quad (\text{III.8})$$

Из выражения (III.8) видно, что для определения абсолютного давления трубчатым деформационным манометром

метром необходимо одновременно измерять независимым путем атмосферное давление. Нижний предел измеряемых давлений для этих манометров обычно начинается от нескольких десятков миллиметров ртутного столба.

Более чувствительны по сравнению с трубчатыми мембранные манометры. Здесь в качестве упругого элемента используется плоская или гофрированная металлическая мембрана (рис. III.10), которая при создании перепада давлений ($p_a - p$) внутри манометра

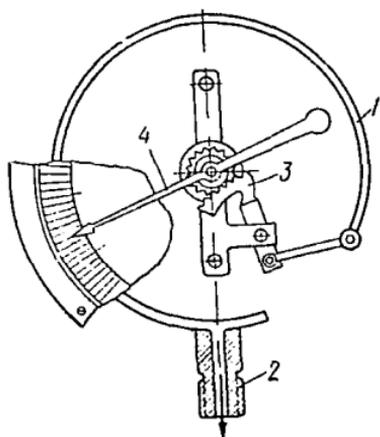


Рис. III.9. Трубчатый деформационный манометр.

используется плоская или гофрированная металлическая мембрана (рис. III.10), которая при создании перепада давлений ($p_a - p$) внутри манометра

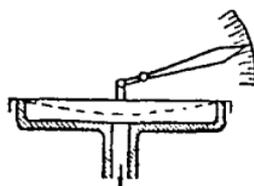


Рис. III.10. Устройство деформационного мембранного манометра.

метра прогибается и через систему рычагов приводит в движение стрелку-указатель. Чувствительность мембранного манометра можно повысить, если использовать коробочку (рис. III.11). В таком изготовлении нижний предел измеряемых давлений, для мембранных манометров удастся понизить до 1 мм рт. ст.

Кроме металлических, иногда применяют более чувствительные мембраны (стеклянные, кварцевые, резиновые), позволяющие несколько расширить нижний предел измеряемых давлений. На рис. III.12 показан манометр со стеклянной мембранной коробочкой, наполненной ртутью, и припаянным к ней капилляром. Давление в таком приборе определяют по изменению уровня ртутного столбика в капилляре.

Абсолютное значение давления описанными выше мембранными приборами определяют, как и трубчатыми деформационными манометрами, по формуле (III.8). Однако мембранными манометрами можно непосред-

ственно измерить абсолютное давление в вакуумной системе, если с другой стороны мембраны обеспечить постоянное разрежение (сравнительное давление) на уровне $p_0 \approx 10^{-4}$ мм рт. ст. Тогда прогиб мембраны определяется разностью давлений ($p - p_0$, где p — измеряемая величина давления), и показания такого манометра не будут зависеть от атмосферного давления. Поскольку

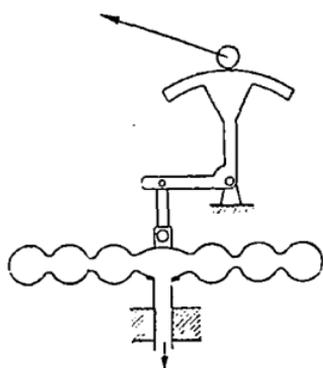


Рис. III.11. Деформационный манометр коробчатого типа.

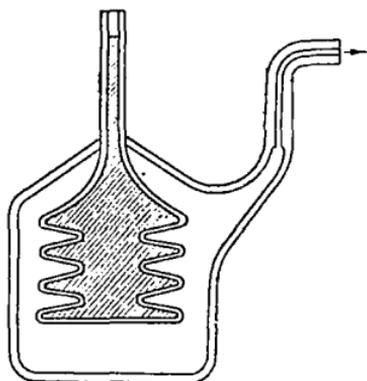


Рис. III.12. Ртутный манометр со стеклянной мембранной коробочкой.

давление p_0 гораздо меньше предельно измеряемого p ($\sim 0,1$ мм рт. ст.), то им можно пренебречь и шкалу указателя градуировать на величины абсолютных давлений.

За отклонением мембраны можно следить не только с помощью стрелочных устройств. В чувствительных манометрах для этого широко используются электрические методы. Один из них заключается в определении электрической емкости между мембраной и вспомогательным неподвижным электродом, а второй — в измерении индуктивности неподвижной катушки, в которую вдвигается железный сердечник, связанный с мембраной.

Однако более широко распространены те приборы, в которых использован так называемый нулевой метод измерения давления, связанный с применением стабилизации положения мембраны. Сущность его состоит в том, что прогиб мембраны, полученный в результате разрежения, компенсируется механическим или электрическим воздействием, приводящим ее в исходное положение. Таким образом, в этом методе назначение упругого элемен-

та сводится к функции индикатора равенства сил, действующих на него с обеих сторон, а величина компенсирующей силы является мерой измеряемого давления.

Схематическое устройство камеры компенсационного мембранного манометра показано на рис. III.13. Чувствительным элементом прибора служит металлическая диафрагма 3, расположенная над изолированным плоским электродом 4 и отделяющая камеру 1 (измеритель-

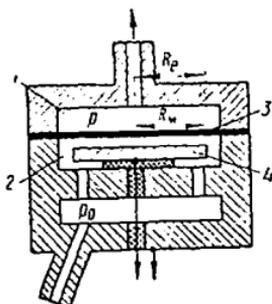


Рис. III.13. Датчик мембранно-емкостного манометра.

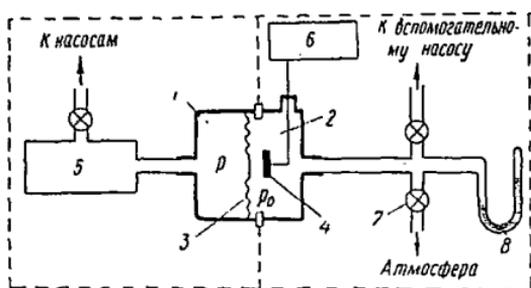


Рис. III.14. Блок-схема включения компенсационного мембранного манометра.

ную) от камеры 2 (сравнительной). Камера 1 соединена с объемом, давление в котором необходимо измерить, а в камере 2 поддерживается достаточно низкое сравнительное давление p_0 . Под действием существующей между камерами разности давлений $\Delta p = p - p_0$ мембрана прогибается, и сила F_p , которая действует на нее, может быть записана выражением

$$F_p = \Delta p \pi R_m^2, \quad (III.9)$$

где R_m — некоторый эффективный радиус мембраны.

Эту силу можно компенсировать механически, связав сравнительную камеру 2 манометра со вспомогательной вакуумной установкой, как показано на рис. III.14, давление в которой можно регулировать с помощью натекания 7.

Отсутствие перепада давлений в сравнительной и измерительной камерах манометра, оцениваемое по изменению емкости на промежутке мембрана 3 — неподвижный электрод 4 емкостным мостом 6, позволяет косвенно измерить давление в откачиваемом объеме 1 жидкостным манометром 8.

В другой разновидности этого метода силу F_p компенсируют действием электростатических сил $F_э$, приложенных извне между мембраной 3 и электродом 4.

Для плоской системы

$$F_э = \frac{dW_e}{dx}, \quad (III.10)$$

где W_e — энергия электрического поля;

x — расстояние между мембраной и изолированным электродом.

Выражение (III.10) можно переписать в виде

$$F_э = \frac{d\left(\frac{CV^2}{2}\right)}{dx} = \frac{d\left(\frac{\varepsilon\pi R_e^2}{x} \frac{V^2}{2}\right)}{dx} = -\frac{\varepsilon\pi R_e^2}{x^2} \cdot \frac{V^2}{2}, \quad (III.11)$$

где C — емкость между мембраной и электродом;

V — приложенная извне разность потенциалов;

ε — диэлектрическая проницаемость газа в измерительной камере;

R_e — радиус изолированного электрода.

Если сила F_p , вызвавшая прогиб мембраны 3, равна выравнивающей электрической силе $F_э$, тогда из (III.9) и (III.11) получаем

$$\Delta p = \frac{\varepsilon}{2x^2} \left(\frac{R_e}{R_m}\right)^2 V^2, \quad (III.12)$$

или

$$p = a_0 V^2 + p_0, \quad (III.13)$$

где a_0 — постоянная манометра, которая может быть получена расчетным путем.

Поскольку обычно $p_0 \ll p$, то измеряемое давление p для данного метода измерения пропорционально квадрату постоянного напряжения, приложенного для компенсации прогиба мембраны.

Принципиальная схема измерения по второму методу показана на рис. III.15. Датчик этого манометра, в отличие от показанного на рис. III.13, имеет два изолированных электрода 2 и 3, каждый из которых образует с мембраной 1 емкости C_2 и C_3 . Это вызвано необходимостью разделить цепи переменного (для измерения емкости C_3) и постоянного напряжения (для компенсации сил давления), чтобы исключить их взаимное влияние.

С помощью вакуумных кранов 4 и 5 измерительная камера прибора может быть присоединена к откачиваемому объему или связана со сравнительной камерой (кран 4 закрыт, кран 5 открыт), которая все время откачивается до возможно низкого давления. В последнем случае (в обеих камерах нет перепада давлений и отсутствует разность потенциалов между мембраной 1 и элект-

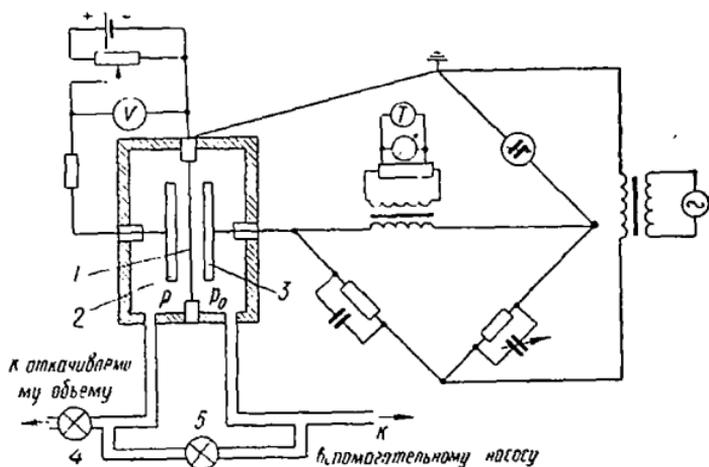


Рис. III.15. Принципиальная схема устройства мембранно-емкостного манометра с электростатической компенсацией.

тродом 2) емкость C_3 измеряют путем уравнивания моста переменного тока, после чего кран 5 закрывают, а кран 4 открывают. Если давление в измерительной камере превышает давление в сравнительной камере, то мембрана прогибается в направлении к электроду 3. При этом емкость C_3 увеличивается и равновесие емкостного моста нарушится. Прикладывая внешнюю разность потенциалов между мембраной 1 и электродом 2, силами электрического поля мембрану возвращают в исходное положение, и мост снова уравнивается. В этом положении измеряют компенсирующую разность потенциалов V и по формуле (III.13) оценивают давление p .

Анализ погрешностей мембранно-емкостного манометра показывает, что они не превышают 0,5—1,5% в диапазоне давлений от $5 \cdot 10^{-1}$ до 10^{-3} мм рт. ст. Верхний предел измеряемых давлений по этому методу ограничивается величиной пробивного напряжения между об-

кладками конденсатора C_2 , а нижний — механическими характеристиками мембраны и порогом чувствительности емкостного моста.

Глава 3. КОМПРЕССИОННЫЕ МАНОМЕТРЫ

§ 3.1. Принцип работы

Выше мы отмечали, что нижний предел гидростатических манометров ($\sim 10^{-1} - 10^{-2}$ мм рт. ст.) обусловлен трудностью точного отсчета малых разностей уровней жидкости в коленях манометров. Для расширения пределов измерения в область более низких давлений можно применить метод предварительного сжатия газа, давление которого нужно измерить. Поэтому такие манометры называются компрессионными.

Метод измерения основан на

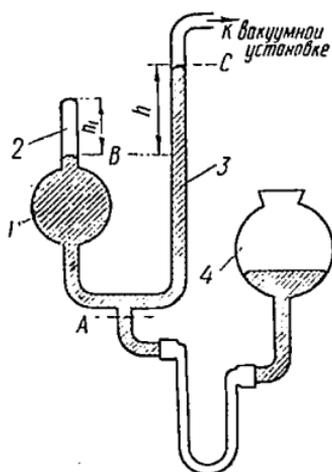


Рис. III.16. Устройство простейшего компрессионного манометра.

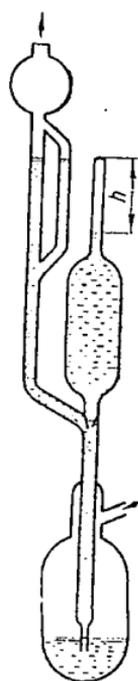


Рис. III.17. Компрессионный манометр повышенной чувствительности.

применимости закона Бойля — Мариотта при сжатии сильно разреженного газа, поскольку последнее протекает изотермически.

Манометр (рис. III.16) представляет собой стеклянный баллон 1, снабженный измерительной трубкой сжа-

тия 2 с запаянным верхним концом. Посредством отвлечения в нижней части баллона измерительная часть манометра сообщается с откачиваемым объемом (трубка 3) и присоединяется к резервуару с рабочей жидкостью 4, снабженному каким-либо устройством для поднятия ее до нужной высоты. Компрессионные манометры обычно заполняют ртутью, выполняющей роль поршня при сжатии газа и служащей для измерения давления.

Перед началом измерения давление в вакуумной системе и баллоне 1 одинаково, так как уровень ртути не превышает отметки А. Для измерения ртуть в манометре необходимо поднять настолько, чтобы она сжала газ в баллоне 1 и вытеснила его в трубку сжатия 2. Давление сжатого в трубке газа будет p_1 , а уровень ртути остановится на отметке В. В трубке 3, которую называют сравнительной, давление остается неизменным, и в ней ртуть поднимается до более высокого уровня С. Так как при сжатии количество газа, перекрытого на уровне А, и его температура остаются практически постоянными, то, согласно закону Бойля — Мариотта,

$$pV = p_1V_1, \quad (\text{III.14})$$

где p , V — измеряемое давление и начальный объем сжатия;

p_1 , V_1 — давление в трубке сжатия и конечный объем.

Если p и p_1 выражены в миллиметрах ртутного столба, а через h обозначить разность уровней ртути в трубках 2 и 3, то

$$h = p_1 - p,$$

откуда

$$p_1 = p + h. \quad (\text{III.15})$$

Из (III.14) и (III.15) имеем

$$p = (p + h) \frac{V_1}{V}, \quad (\text{III.16})$$

но так как $p \ll h$, то выражение (III.16) можно упростить

$$p = h \frac{V_1}{V}. \quad (\text{III.17})$$

Таким образом, измерение давления компрессионным манометром сводится к такому уменьшению первоначального объема газа V , чтобы измеряемое малое давле-

ние p было увеличено до давления p_1 , оцениваемого визуально по разности уровней h в измерительной и сравнительной трубках. Чтобы избежать возможной ошибки из-за капиллярной депрессии, измерительная и сравнительная трубки должны иметь одинаковый диаметр. Если это условие не выполнено, то вследствие капиллярной депрессии, вызванной несмачиваемостью стекла ртутью, в широкой трубке уровень ртути всегда будет несколько выше, чем в узкой.

Как следует из выражения (III.17), расширение нижнего предела измеряемых давлений компрессионным манометром связано с уменьшением объема сжатия V_1 , а это в свою очередь требует использования измерительной трубки малого диаметра (обычно порядка миллиметра). В таком случае измерительная трубка превращается в измерительный капилляр. Однако сравнительная трубка в виде капилляра обладает ограниченной пропускной способностью, поэтому уравнивание давления в объеме V с давлением в откачиваемой системе потребовало бы довольно длительного времени. Чтобы это затруднение преодолеть, трубку, связывающую манометр с вакуумной системой, изготавливают достаточно большого диаметра (обычно несколько сантиметров), а сравнительную трубку — в виде ответвления от нее (рис. III.17).

§ 3.2. Методы градуировки и измерения

Чтобы воспользоваться выражением (III.17), нужно оценить разность уровней h в сравнительном и измерительном капиллярах компрессионного манометра и знать отношение объемов V/V_1 , т. е. степень сжатия газа. Непосредственно измерить это отношение нельзя, поэтому нужна предварительная градуировка манометра. В зависимости от способа градуировки существуют два метода измерения давления компрессионным манометром: метод квадратичной и метод линейной шкалы.

Измерение давления по методу квадратичной шкалы производится следующим образом. Сжатие начального объема газа V производят до тех пор, пока ртуть в сравнительной трубке (рис. III.16) или в сравнительном капилляре (рис. III.17) не установится на одном уровне с запаянным концом измерительной трубки (ка-

пилляра). Метку обычно наносят заранее на сравнительную трубку. После сжатия конечный объем V_1 будет равен

$$V_1 = \frac{\pi d^2}{4} h [\text{мм}^3], \quad (\text{III.18})$$

где d — диаметр капилляра, мм. Теперь формула (III.17) для расчета давления по разности уровней h с учетом (III.18) может быть переписана в виде

$$p = \frac{\pi d^2}{4V} h^2. \quad (\text{III.19})$$

Величина $\frac{\pi d^2}{4V} = C_1$, зависящая только от геометрических размеров манометра, называется постоянной манометра при квадратической градуировке. Тогда окончательно можно записать

$$p = C_1 h^2, \quad (\text{III.20})$$

т. е. искомое давление оказывается пропорционально квадрату разности уровней ртути в измерительной и сравнительной трубках (капиллярах). Отсюда и пошло название «метод квадратичной шкалы».

Из уравнения (III.19) видно, что при измерении давления по методу квадратичной шкалы степень сжатия V/V_1 (или коэффициент компрессии) не остается постоянной, что способствует расширению нижнего предела измеряемых давлений.

При измерениях по методу линейной шкалы градуировка заключается в том, что сжатие газа в манометре производят до тех пор, пока ртуть в измерительной трубке (капилляре) не установится на каком-то фиксированном уровне (например, соответствующем метке B на рис. III.16), тогда

$$V_1 = \frac{\pi d^2}{4} h_1,$$

где h_1 — расстояние от запаянного конца измерительной трубки до фиксированного уровня ртути, снабженного меткой B . Теперь конечный объем V_1 является постоянной величиной, и из выражения (III.17) получаем

$$p = \frac{V_1}{V} h = \frac{\pi d^2}{4V} h_1 h = C_2 h. \quad (\text{III.21})$$

Величина $C_2 = \frac{\pi d^2}{4V} h_1$ также является постоянной (для каждого выбранного уровня ртути в измерительной трубке), следовательно, давление пропорционально разности уровней ртути в измерительной и сравнительной трубках (капиллярах). Поэтому такой метод измерения давления получил название метода «линейной шкалы».

Для расширения пределов измеряемых давлений при работе по методу линейной шкалы обычно на измерительный капилляр наносят несколько фиксированных меток и для каждой из них подсчитывают постоянную C_2 .

Из полученных выше формул (III.19) и (III.21) следует, что нижний предел давлений, измеряемых компрессионным манометром, определяется его геометрическими размерами. Чтобы получить высокочувствительный манометр, надо уменьшать диаметр измерительного капилляра и увеличивать объем V . Однако диаметр капилляра нельзя брать меньше 0,8 мм из-за прилипания ртути к стеклу, а объем стеклянного баллона, из-за опасности его разрушения под действием веса ртути, не должен превышать 500 см³ (что уже соответствует весу ~ 7 кг). Если считать, что наименьшее давление после сжатия (в измерительном капилляре) равно ~ 1 мм рт. ст., то нижний предел измерения компрессионного манометра лежит в области давлений $\sim 10^{-6}$ мм рт. ст.

§ 3.3. Конструктивные особенности компрессионных манометров

В литературе описаны различные типы компрессионных манометров, отличающиеся как по способам поднятия ртути, так и по конструктивному оформлению.

Для поднятия и опускания ртути в измерительной части компрессионного манометра применяют различные методы. Наиболее простым является способ подвижной груши, показанной на рис. III.18. Груша 1, наполненная ртутью, связана с манометром посредством гибкой трубки 2 и может устанавливаться на любой высоте при помощи штатива 3. Перемещение груши сопровождается изменениями уровня ртути в измерительной части манометра. Если сосуд с ртутью связан с атмосферой (открыт), то разность уровней ртути в сосуде и манометре всегда будет порядка барометрической высоты (760 мм).

Это делает компрессионный манометр довольно громоздким, а соприкосновение ртути с атмосферным воздухом загрязняет помещение и приводит к окислению ртути и насыщению ее газами, что отрицательно сказывается на точности измерений.

Отмеченные недостатки устраняются применением вспомогательной вакуумной системы (рис. III.19). Здесь резервуар 1, в котором находится ртуть, закрыт, а пространство над ртутью может быть соединено трехходовым краном 2 либо с откачанным до предварительного вакуума

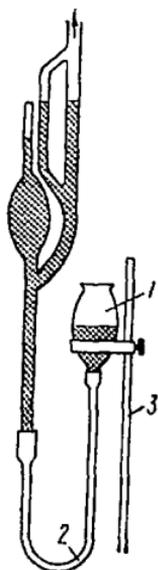


Рис. III.18. Перемещение уровня ртути с помощью подвижной груши.

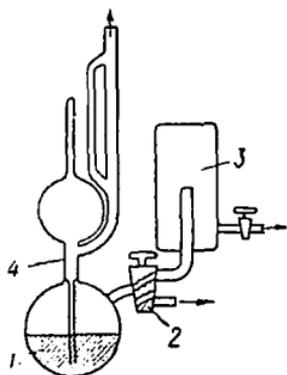


Рис. III.19. Перемещение уровня ртути путем изменения давления в резервуаре.

объемом 3, либо с атмосферой. При соединении резервуара 1 с вспомогательным вакуумом уровень ртути в манометре будет понижаться, а при соединении с атмосферой — повышаться. Таким образом, регулируя давление над поверхностью ртути в резервуаре 1, можно установить ртуть в измерительной части манометра на любом уровне.

Другим вариантом этого метода, который иногда называют методом тройного крана, является создание в объеме 3 избыточного (по сравнению с атмосферным) давления. Тогда положение трехходового крана 2 «на атмосферу» будет служить для опускания ртути. Однако в этой разновидности метода длина трубки 4, соединяющей измерительную часть манометра с сосудом 1, наполненным ртутью, должна быть не меньше 760 мм, что-

бы при откачанной системе и открытом кране 2 «на атмосферу» уровень ртути в манометре был ниже измерительной его части. Вместо сжатого воздуха для подъема ртути можно использовать газообразный азот, если объем 3 связать с сосудом Дьюара, наполненным жидким азотом. При этом будет уменьшено загрязнение ртути и обеспечена большая плавность перемещения ее уровней в манометре.

В некоторых типах компрессионных манометров резервуар для ртути изготавливают из гибкого гофрированного цилиндра—сильфона (рис. III.20). Материалом для него обычно служит сталь, которая практически не реагирует со ртутью. В таких манометрах

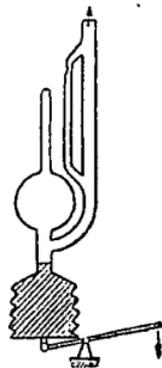


Рис. III.20. Перемещение уровня ртути с помощью гофрированного резервуара.

ртуть поднимается до нужного уровня вследствие механического сжатия резервуара, достигаемого различными способами, один из которых показан на рис. III.20.

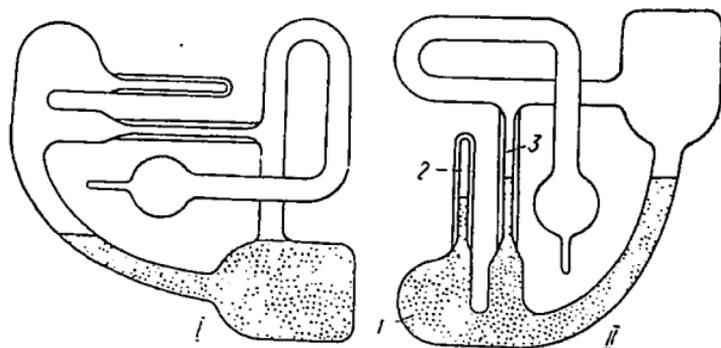


Рис. III.21. Устройство поворотного укороченного компрессионного манометра:

I — нерабочее положение; II — рабочее положение.

В так называемых укороченных компрессионных манометрах, размеры которых меньше, чем барометрическая высота (760 мм рт. ст.), подъем и опускание ртути в измерительной части осуществляются вращением манометра вокруг оси, проходящей через трубку, соединяющую манометр с откачиваемым объемом (рис. III.21).

При повороте манометра из нерабочего положения *I* в рабочее положение *II* ртуть попадает в измерительный баллон *1*, отсекает некоторый объем газа и сжимает его в измерительном капилляре *2*. Давление газа оценивается по разности уровней ртути в капиллярах *2* и *3*. С вакуумной системой такие манометры сообщаются гибким шлангом или шлифовым соединением, допускающим вращение.

Пределы измерений поворотных манометров обычно составляют 10^{-1} — 10^{-3} мм рт. ст. Это связано с гораздо меньшим количеством ртути, используемым в поворотном манометре, по сравнению с неповоротным.

В некоторых случаях отказываются от измерения поворотными манометрами очень низких давлений, чтобы поднять верхний предел измерения. Один из таких манометров показан на рис. III.22. Он состоит из укороченного U-

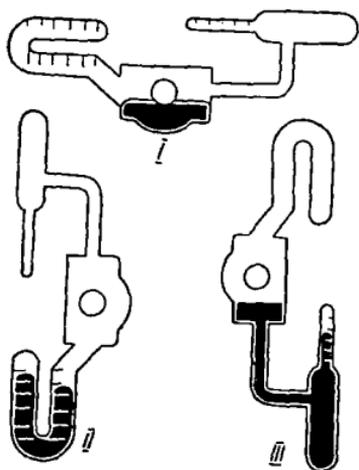


Рис. III.22. Комбинированный компрессионный U-образный манометр.

разного и простого компрессионного манометров, присоединенных к средней расширенной части, снабженной шлифовым соединением и служащей резервуаром для ртути. Поворачивая манометр из нерабочего положения *I* в рабочее положение *II*, производят измерение по методу укороченного U-образного манометра в области давлений от 1 до нескольких десятков миллиметров ртутного столба. При повороте в положение *III* давление измеряется по методу квадратичной шкалы компрессионного манометра. Вследствие большого сечения резервуара положение уровня ртути в нем практически не зависит от уровня ртути в измерительном капилляре. Нижний предел давлений, измеряемых таким манометром, достигает уровня 10^{-2} мм рт. ст.

§ 3.4. Преимущества и недостатки компрессионных манометров

Из рассмотренного выше видно, что компрессионные манометры могут быть полностью рассчитаны, и поэтому они используются в качестве эталонных приборов при градуировке других типов вакуумметров. Другим достоинством их является простота и легкость изготовления, которое сводится в основном только к стеклодувным работам.

Однако компрессионные манометры имеют и ряд существенных недостатков. К ним следует отнести наличие в манометре ртути, которая является источником загрязнений как вакуумной системы, так и рабочего помещения. Замена ртути органическими маслами или другими жидкостями с низкой упругостью пара устраняет этот недостаток, но при этом появляются другие неудобства, связанные, например, с растворением газов и паров в масле и с необходимостью обезгаживания рабочей жидкости перед измерением. Это очень усложняет конструкцию манометра. Поэтому, хотя использование масляных компрессионных манометров дает увеличение чувствительности более чем в 10 раз, они не получили широкого распространения.

Компрессионный манометр не пригоден для непрерывного контроля за изменением давления, так как процесс измерения требует проведения ряда манипуляций (поднимание и опускание ртути), занимающих сравнительно большое количество времени.

Используемое в манометре сильное сжатие газа (10^4 — 10^6 раз) не позволяет измерять парциальные давления легко конденсирующихся газообразных компонентов (паров), входящих в состав атмосферного воздуха (CO_2 , H_2O и др.), так как последние при сжатии переходят в жидкое состояние. Поэтому для получения точных показаний при измерениях давления компрессионными манометрами необходимо применять вымораживание паров в вакуумной системе при помощи охлаждаемых ловушек. То же самое относится и к парам ртути, налитой в манометр. В измерительной части манометра парциальное давление насыщенных паров ртути всегда будет на уровне $\sim 10^{-3}$ мм рт. ст. Поскольку влияние такого давления на измеряемую разность уровней практи-

чески нельзя заметить, то с этой погрешностью можно не считаться. Чтобы пары ртути не проникали в откачиваемый объем, компрессионный манометр также присоединяют к нему через охлаждаемые ловушки.

Глава 4. МАНОМЕТРЫ, РАБОТА КОТОРЫХ ОСНОВАНА НА ИСПОЛЬЗОВАНИИ ЗАКОНОВ КИНЕТИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ ГАЗОВ

Для измерения низких давлений можно использовать также зависимость энергии теплового (хаотического) движения некоторой совокупности молекул газа от степени разрежения. В зависимости от характера явления различают две группы манометров: термомолекулярные и вязкостные.

§ 4.1. Термомолекулярные манометры

Принцип работы термомолекулярных манометров, которые иногда называют радиометрическими или термометрическими, основан на использовании термомолекулярных сил, возникающих между двумя поверхностями, помещенными в вакуум и обладающими различными температурами. Этот эффект проявляется тогда, когда средняя длина свободного пробега молекул превышает расстояние между поверхностями.

В самом деле, пусть в сосуде с разреженным газом находятся две параллельные пластины 1 и 2 (рис. III.23), имеющие различные температуры. Если пластина 1 имеет температуру T_1 , равную температуре стенок сосуда, а пластина 2 — более высокую температуру T_2 , то внешняя поверхность пластины 1 будет бомбардироваться молекулами газа, обладающими средней квадратичной скоростью $U_{к1}$, соответствующей температуре T_1 . С такими же скоростями молекулы будут отражаться (десорбироваться) от пластины 1. Внутренняя же сторона пластины 1 будет бомбардироваться молекулами, летящими от пластины 2 и имеющими среднюю квадратичную скорость $U_{к2} > U_{к1}$. Следовательно, пластина 1 получит от молекул газа в единицу времени со стороны, обращенной к пластине 2, большую энергию, чем с противоположной. В результате этого пластина 1 будет отталкиваться от пластины 2. Описанное явление получило

название термомолекулярного эффекта. Сила отталкивания пластин может быть подсчитана как разность количества движения, передаваемого молекулами газа пластине 1 при ударе о нее с внутренней и внешней сторон,

$$f = \nu(mU_{к2} - mU_{к1})s, \quad (III.22)$$

где ν — число ударов молекул о единицу поверхности за единицу времени;
 m — масса молекулы газа;
 s — поверхность пластины.

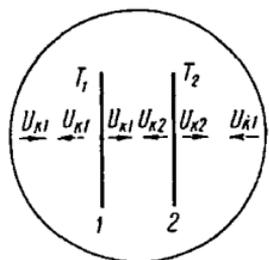


Рис. III.23. К пояснению возникновения термомолекулярного эффекта.

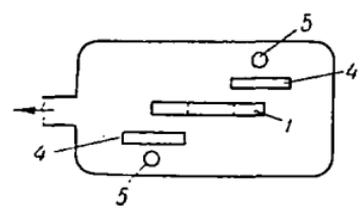
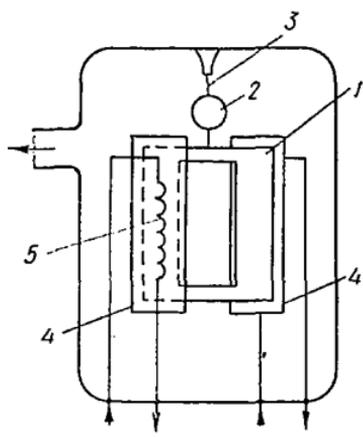


Рис. III.24. Схематическое устройство термомолекулярного манометра.

Воспользовавшись полученными ранее выражениями для ν , $U_{к1}$ и $U_{к2}$ (см. раздел I, § 2.3, 2.4), равенство (III.22) можно преобразовать к виду

$$f = nk \sqrt{\frac{3}{2\pi}} \sqrt{T_1} (\sqrt{T_2} - \sqrt{T_1}) s. \quad (III.23)$$

Но так как $p = nkT_1$, окончательно получаем

$$p = \sqrt{\frac{2\pi}{3}} \cdot \frac{f}{s (\sqrt{T_2/T_1} - 1)}. \quad (III.24)$$

Для небольших разностей температур, т. е. когда $T_2 = T_1 + \Delta T$, а $\Delta T < T_1$, выражение (III.24) можно упростить до вида

$$p \approx \sqrt{\frac{8\pi}{3}} \cdot \frac{f}{s} \cdot \frac{T_1}{T_2 - T_1}. \quad (III.25)$$

Таким образом, при постоянных температурах пластин T_1 и T_2 получаем линейную зависимость между давлением p и силой f , действующей на пластину l , т. е.

$$p = Kf. \quad (\text{III.26})$$

Из полученной формулы следует, что показания термомолекулярного манометра не зависят от рода газа, поэтому манометры этого типа также являются абсолютными, показывающими давление газа, соответствующее температуре баллона T_1 . Физический смысл этого утверждения состоит в том, что сила, действующая на подвижной элемент (пластину), пропорциональна давлению p , измеряемому величиной $n \frac{mU_K^2}{3}$, которая (как это следует из кинетической теории газов) при одной и той же температуре одинакова для всех газов. Однако в действительности, вследствие того что при ударах о поверхности пластин молекулы за время соударения не приходят в полное тепловое равновесие с ними, постоянная K в выражении (III.26) должна быть функцией коэффициента аккомодации γ , т. е. параметра, характеризующего степень обмена энергией между поверхностью и попадающими на нее молекулами.

Коэффициент аккомодации в сильной степени зависит от рода газа, материала, состояния обработки поверхности и ее температуры. При прочих равных условиях γ можно оценивать с помощью формулы

$$\gamma = \frac{T_{0s} - T_0}{T_s - T_0}, \quad (\text{III.27})$$

где T_0 , T_{0s} — температура молекул газа до и после столкновения с поверхностью, нагретой до температуры T_s .

Область давлений, измеряемых термомолекулярными манометрами, определяется, с одной стороны, выполнением условия $\lambda > d$ (где d — расстояние между пластинами), а с другой — возможностями измерения малых сил, действующих на подвижную систему манометра. В реальных конструкциях манометров этого типа верхний предел измеряемых давлений обычно не превышает 10^{-2} мм рт. ст., а нижний может быть расширен даже в область сверхвысокого вакуума вплоть до 10^{-9} мм рт. ст.

На рис. III.24 показано схематическое устройство термомолекулярного манометра Кнудсена. Легкая рамка 1 вместе с зеркальцем 2 подвешена на тонкой крученой нити 3. Против боковых полосок рамки по разные стороны от нее расположены неподвижные пластинки 4, подогреваемые до более высокой температуры с помощью электрических нагревателей 5. Из-за разности температур на подвешенную систему будет действовать крутя-

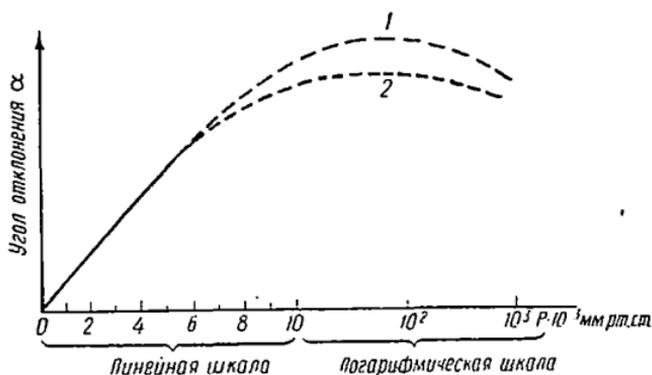


Рис. III.25 Типичная градуировочная кривая термомолекулярного манометра:
1 — водород; 2 — воздух.

щий момент, пропорциональный давлению газа в баллоне, вызывающий ее поворот на некоторый угол. Этот угол поворота, отсчитанный при помощи светового луча, отраженного от зеркала 2, и служит мерой давления газа. На рис. III.25 показан типичный вид градуировочной кривой термомолекулярного манометра, из которой видно, что пропорциональность между отклонением зеркала и давлением сохраняется только при низких давлениях, когда длина свободного пробега молекул превышает расстояние между подвешенной рамкой и нагреваемыми пластинами. При высоких давлениях справедливость формулы (III.26) нарушается и отклонения зеркала уменьшаются. При этом также начинает проявляться зависимость отклонения от рода газа.

Несмотря на ряд очевидных достоинств термометрических манометров (большая чувствительность, независимость показаний от рода газа и др.), они обладают и существенными недостатками. К ним относятся хрупкость конструкции, чувствительность к вибрациям и

сотрясениям. Это заставляет соблюдать множество мер предосторожности и является причиной того, что термометрические манометры применяются только в лабораторных условиях.

§ 4.2. Вязкостные манометры

Работа вязкостных, или динамических, манометров основана на использовании зависимости между давлением газа и его вязкостью. Эта зависимость проявляется в той области давлений, когда средний свободный пробег



Рис. III.26. Простейший демпферный (вибрационный) манометр с колеблющейся кварцевой нитью.

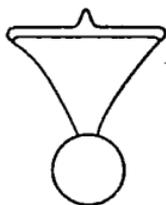


Рис. III.27. Подвижный элемент демпферного (вибрационного) манометра с повышенным затуханием.

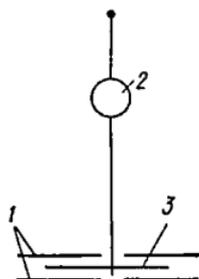


Рис. III.28. Дискосый демпферный манометр, использующий крутильные колебания.

молекул газа является величиной того же порядка, что и размеры сосуда, или превышает их. В этих условиях коэффициент внутреннего трения газа уже не остается постоянной величиной, а начинает проявляться его зависимость от давления (см. рис. I.7, раздел I). Поэтому можно оценивать давление по изменению внутреннего трения. Различают две конструктивные разновидности вязкостных манометров: демпферные, или вибрационные, и с вращающимся диском.

В демпферных манометрах мерой давления служит затухание колебаний какого-либо колеблющегося элемента, помещенного в газ, давление которого нужно измерить. В манометре, изображенном на рис. III.26, таким элементом служит кварцевая нить толщиной в несколько десятых долей миллиметра, закрепленная в верхней части. Чтобы заставить нить совершать колеба-

тельное движение, на нижнем ее конце прикрепляют небольшой кусочек железа и с помощью магнита выводят из положения равновесия. Вследствие трения о газ колебания кварцевой нити будут затухающими. При определении затухания обычно измеряют время t_n , в течение которого амплитуда колебаний уменьшится до половины своего начального значения.

Для подвешенной нити связь между временем t_n и давлением p дается выражением

$$t_n = \frac{a}{p\sqrt{M+b}}, \quad (\text{III.28})$$

где M — молекулярный вес газа;

a, b — постоянные, зависящие от геометрических характеристик нити и рода газа.

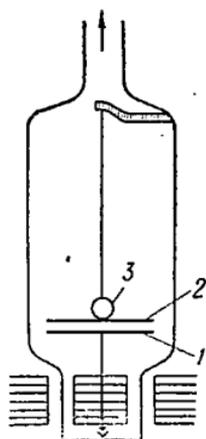


Рис. III.29. Вязкостный манометр с вращающимся диском.

Недостатком манометров с одной нитью является большая величина времени затухания t_n . Для увеличения затухания используется система с двумя нитями, к которым подвешена легкая пластинка (рис. III.27).

На рис. III.28 показано устройство демпферного манометра, рабочей частью которого служит подвешенный на тонкой нити диск 3, совершающий крутильные колебания между двумя неподвижными пластинами 1. За изменением амплитуды затухающих колебаний диска можно наблюдать с помощью маленького зеркальца 2, укрепленного на нити подвеса.

Область давлений, измеряемых демпферными манометрами, лежит в пределах от 10^{-1} до 10^{-5} мм рт. ст.

В другой разновидности вязкостных манометров (рис. III.29) быстро вращающийся алюминиевый диск 1, приводимый в движение при помощи вращающегося магнитного поля, создает благодаря вязкости газа вращательный момент, который закручивает подвижный легкий диск 2, подвешенный на тонкой нити. Диск закручивается в большей или меньшей степени в зависимости от величины внутреннего трения, т. е. от давления газа. Таким образом, мерой давления служит угол закручива-

ния подвешенного диска, который оказывается пропорциональным давлению.

$$\varphi = a p \omega \sqrt{\frac{M}{R_0 T}}, \quad (\text{III.29})$$

где a — константа, зависящая от конструктивных особенностей манометра;

p — давление газа;

ω — угловая скорость вращения нижнего диска;

M — молекулярный вес газа;

R_0 — универсальная газовая постоянная;

T — температура газа.

Угол поворота φ отсчитывается по величине отклонения светового луча, отраженного от зеркальца \mathcal{Z} .

Вязкостный манометр с вращающимся диском позволяет измерять давление до 10^{-7} мм рт. ст. Однако благодаря высокой чувствительности вязкостных манометров к сотрясениям и сложному устройству они, как и термомолекулярные манометры, используются только в лабораторных исследованиях и не получили практического распространения.

Глава 5. МАНОМЕТРЫ, РАБОТА КОТОРЫХ ОСНОВАНА НА ИСПОЛЬЗОВАНИИ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ ГАЗОВ

§ 5.1. Зависимость теплопроводности от давления газа

Одним из следствий, вытекающих из рассмотрения переноса энергии в газах, является независимость теплопроводности от давления (см. раздел I, § 3.2). Однако в условиях достаточной разреженности, когда средняя длина свободного пробега молекул сравнима с размерами сосуда, теплопроводность газа обнаруживает зависимость от давления. Опыт показывает, что в этом режиме теплопроводность газов прямо пропорциональна давлению. При очень низких давлениях, когда длина свободного пробега молекул намного превышает размеры сосуда, отвод тепла от нагретого тела через газ становится пренебрежимо малым по сравнению с тепловым излучением и потерями тепла через металлические вводы. На рис. III.30 показан ход кривой изменения тепло-

проводности газа W_T и температуры нити T для коаксиальной цилиндрической системы, состоящей из стеклянного сосуда радиуса R и тонкой металлической нити радиуса r , от давления газа. Из рисунка видно, что в области II, где $\lambda \geq R$, эффект изменения температуры нити, нагреваемой током постоянной величины, может быть использован для оценки давления в сосуде.

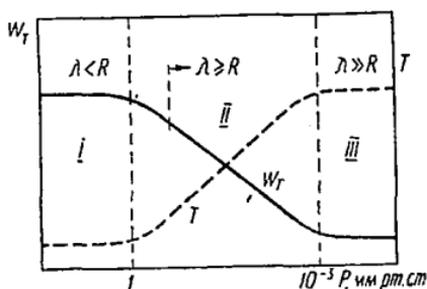


Рис. III.30. Зависимость теплопроводности W_T от давления газа для цилиндрической системы, состоящей из стеклянного сосуда радиуса R и тонкой металлической нити.

К наиболее распространенным разновидностям тепловых манометров относятся манометры сопротивления и термопарные, различающиеся по методу регистрации изменения температуры нагревательного элемента.

§ 5.2. Манометры сопротивления

Манометры сопротивления, как и все другие манометры, в которых используется зависимость какого-либо физического явления от давления газа, состоят из датчика (манометрического преобразования) и измерительного блока. В данном случае датчиком служит манометрическая лампа с нитью накала, изготовленной из металла, обладающего большим температурным коэффициентом сопротивления. В таких датчиках малое изменение температуры нити вызывает заметное изменение сопротивления, а следовательно, и тока ее нагрева. Значит, изменение тока накала нити может служить мерой изменения давления в датчике манометра.

Схема простейшего манометра сопротивления показана на рис. III.31. Однако нетрудно убедиться, что при такой схеме включения прибор будет обладать низкой чувствительностью. В самом деле, используя известную зависимость сопротивления металлов от температуры

$$R = R_0 (1 + \beta t), \quad (\text{III.30})$$

найдем, что даже для вольфрама ($\beta = 4,7 \cdot 10^{-3} \text{ град}^{-1}$ в интервале температур $0-100^\circ \text{C}$) относительное увеличение сопротивления при нагревании на 5°C не превышает $2,5\%$. Поскольку ток накала линейно зависит от сопротивления, то его изменения также будут небольшими и одним и тем же прибором регистрировать их практически невозможно. Кроме того, на градуировку

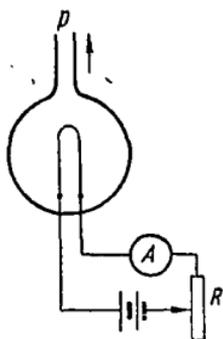


Рис. III.31. Устройство простейшего манометра сопротивления.

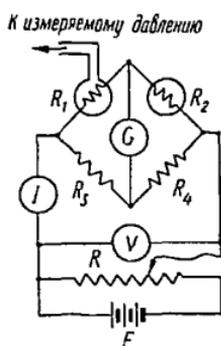


Рис. III.32. Мостовая схема манометра сопротивления.

такого манометра будет оказывать влияние изменение температуры окружающей среды.

Чтобы устранить отмеченные недостатки, в современных манометрах сопротивления изменения сопротивления нагревательного элемента регистрируются не по изменению тока накала, а по разбалансировке моста Уитстона (рис. III.32), в одно из плеч которого включена манометрическая лампа (сопротивление R_1), а в другое—уравнительное сопротивление R_2 (компенсатор). Последнее представляет собой такую же нить накала, запаянную в откачанную до возможно низкого давления колбу. Наличие уравнительного сопротивления автоматически компенсирует все влияния, которые оказывает на датчик (манометрическую лампу) внешняя среда.

Разбалансировка моста может быть определена несколькими методами.

1. Ток, питающий мостовую схему (и нить накала), поддерживается постоянным, и по гальванометру G оценивается его отклонение как функция давления.

2. Поддерживаются постоянными температура и сопротивление нити, а измеряется напряжение V источника питания в процессе откачки.

3. После приведения моста в равновесие (при постоянном токе или напряжении источника питания) разбалансировка его оценивается по градуировочным сопротивлениям R_3 и R_4 (на практике этот метод применяется редко).

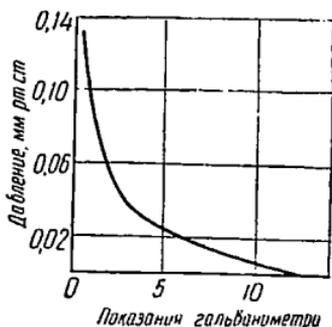


Рис. III.33. Типичная градуировочная кривая манометра сопротивления при постоянном токе накала нити.

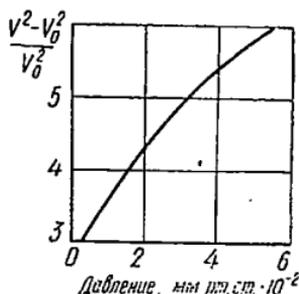


Рис. III.34. Градуировочная кривая манометра сопротивления при постоянной температуре нити.

Обычно манометры сопротивления градуируют по компрессионному манометру для сухого воздуха. На рис. III.33 показана типичная градуировочная кривая при измерении давления первым методом, когда поддерживается постоянным ток, питающий мостовую схему.

При градуировке по второму методу измерительным прибором в мостовой схеме является вольтметр, включенный в другую диагональ моста (рис. III.32). При изменении давления в датчике баланс моста восстанавливается путем изменения входного напряжения V с помощью потенциометра R . Если считать, что V — напряжение источника питания моста при давлении p в датчике, а V_0 — то же напряжение, соответствующее высокому вакууму, то в области применения метода (линейный ход изменения теплопроводности от давления) справедливо приближенное выражение

$$\frac{V^2 - V_0^2}{V_0^2} = kp, \quad (\text{III.31})$$

где k — коэффициент пропорциональности.

Типичный пример градуировочной кривой для системы с вольтметром показан на рис. III.34. Как и прежде, градуировка производится при помощи компрессионного или какого-либо другого абсолютного манометра.

Обычно манометрами сопротивления измеряют давление в интервале $1,0-10^{-4}$ мм рт. ст., хотя современные схемы включения позволяют расширить верхний предел до нескольких десятков миллиметров ртутного столба. Это достигается в схемах с постоянной (более высокой) рабочей температурой нити. Однако с повышением давления заметную роль начинает играть отвод тепла механизмом конвекции газа. Поэтому градуированный датчик манометра сопротивления должен всегда находиться в каком-то определенном положении (обычно вертикально, цоколем вверх).

§ 5.3. Термопарные манометры

Термопарные манометры представляют собой разновидность тепловых манометров, в которых изменение температуры нагретой проволоки измеряется при помощи термопары. Они также состоят из датчика (манометрической лампы), связанного с объемом, в котором измеряется давление, и выносного измерительного электрического блока, с помощью которого устанавливается режим работы датчика и измеряется термоэлектродвижущая сила термопары.

На рис. III. 35 показаны схематическое устройство датчика и принципиальная электрическая схема измерительного блока термопарного манометра. Подогреватель 1, изготовленный из платиновой проволоки, и связанная с ним посредством хорошего теплового контакта термопара 2 крепятся на четырех изолированных вводах и запаиваются в стеклянный или металлический баллон 3. В качестве материала для термопары чаще всего используются следующие пары металлов: платина — платинородий, хромель (85% Ni+15% Cr) — алюмель (94% Ni+2,5% Mg+0,5% Fe+2% Al+1% Si), медь — константан и др.

Действие датчика основано на регистрации термопарой изменений температуры нити (нагреваемой электрическим током от источника 4), вызванных изменением давления газа. Об изменении температуры нити судят по

показаниям милливольтметра 5, измеряющего т. э. д. с. термопары.

Термопарный манометр, как и манометр сопротивления, необходимо градуировать, сравнивая его показания с показаниями какого-либо другого абсолютного манометра, например компрессионного. Для этого вакуумная система, или объем, к которому подключен датчик, откачивается до высокого вакуума (обычно $\sim 10^{-4}$ мм рт. ст.) и реостатом 6 устанавливается такая величина рабочего тока накала подогревателя 1, чтобы т. э. д. с. термопары 2 была максимальной. При этом потери тепла подогревателем и термопарой из-за малой теплопроводности газа будут обусловлены только тепловым излучением и

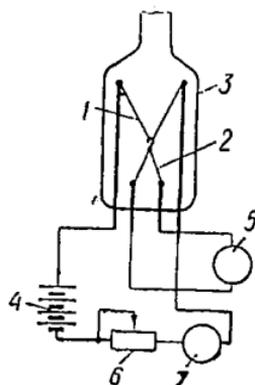


Рис. III.35. Схема термопарного манометра.

теплопроводностью вводов. Полученная величина тока накала строго фиксируется по миллиамперметру 7 и поддерживается постоянной как при снятии градуировочных отсчетов, в ходе которых устанавливается связь между давлением и величиной т. э. д. с., так и в процессе дальнейших измерений. Градуировку по показаниям компрессионного манометра необходимо производить с применением вымораживающих ловушек. Градуировочные графики датчиков термопарных манометров качественно похожи на кривую, показанную на рис. III.33.

Измерение давлений термопарным манометром можно проводить и в режиме постоянной температуры нити. В этом случае величина давления также оценивается по градуировочной кривой, в которой по оси абсцисс отложен ток накала нити, необходимый для поддержания требуемой аппаратуры.

По сравнению с манометрами сопротивления термопарные манометры имеют то преимущество, что их градуировка в широких пределах не зависит от температуры окружающей среды, так как здесь измеряется разность температур горячей нити по отношению к ее вводам или стенкам датчика без применения мостиковых схем.

§ 5.4. Чувствительность тепловых манометров

Для выяснения влияния различных факторов на чувствительность тепловых манометров необходимо рассмотреть баланс мощности нагревательного элемента датчика манометра. Выделяющееся в нем тепло, подводимое путем омического нагрева, отводится за счет 1) конвекции W_K ; 2) теплопроводности газа W_T ; 3) теплопроводности через металлические вводы W_M ; 4) теплового излучения W_H .

Таким образом, уравнение баланса мощности нити накала теплового манометра будет иметь вид

$$W_H = W_K + W_T + W_M + W_H. \quad (\text{III.32})$$

При давлениях меньше 50 мм рт. ст. потери тепла за счет конвекции газа пренебрежимо малы (см. раздел I, § 3.3). Поэтому можно считать, что в пределах применимости тепловых манометров $W_K = 0$.

Для определения потерь тепла за счет теплопроводности газа можно воспользоваться выражением, приведенным в первом разделе,

$$W_T = ap(T - T_0), \quad (\text{III.33})$$

где T — температура нагретой нити;

T_0 — температура баллона;

a — постоянный множитель, зависящий от коэффициента аккомодации γ и молекулярного веса газа M .

Учитывая параметры γ и M , выражение (III.33) можно переписать

$$W_T = A \frac{\gamma(T - T_0)}{\sqrt{M}} p. \quad (\text{III.34})$$

Потери тепла за счет теплопроводности вводов W_M , как показывают опыт и соответствующие расчеты, можно считать пропорциональными разности температур $(T - T_0)$, т. е.

$$W_M = C(T - T_0), \quad (\text{III.35})$$

где C — коэффициент пропорциональности.

Наконец, потери за счет теплового излучения, согласно закону Стефана — Больцмана, пропорциональны раз-

ности четвертых степеней температур нагревательного элемента и баллона датчика

$$W_{\text{н}} = \sigma (\varepsilon T^4 - \varepsilon_0 T_0^4), \quad (\text{III.36})$$

где σ — постоянная Стефана — Больцмана;

$\varepsilon, \varepsilon_0$ — коэффициенты излучательной способности поверхностей, нагретых до температуры T и T_0 соответственно.

После подстановки выражения (III.34) в уравнение (III.32) и решения его относительно ρ найдем

$$\rho = \frac{W_{\text{н}} - (W_{\text{м}} + W_{\text{н}})}{A(T - T_0)} \left(\frac{\sqrt{M}}{\gamma} \right). \quad (\text{III.37})$$

Из полученного выражения следует, что чем меньше сумма потерь тепла на теплопроводность подводющих вводов $W_{\text{м}}$ и тепловое излучение $W_{\text{н}}$ по сравнению с подводимым теплом $W_{\text{н}}$, тем больше чувствительность теплового манометра. Слагаемое $W_{\text{м}}$ можно сделать относительно малым, если пользоваться достаточно тонкими и длинными нитями. Что же касается величины $W_{\text{н}}$, то ее уменьшать не всегда целесообразно. Так, при измерении низких давлений, когда теплопроводность газа становится очень малой, чувствительность теплового манометра можно повысить, понижая излучаемую мощность $W_{\text{н}}$, т. е. уменьшая температуру нити. И, наоборот, чтобы расширить верхний предел измеряемых давлений тепловыми манометрами и повысить их чувствительность в этой области, необходимо увеличивать рабочую температуру нити. Это требование также вытекает из анализа уравнения (III.37), из которого следует, что усиленный теплоотвод через газ (за счет повышения разности температур нити и баллона) вызовет более осязаемое изменение теплового баланса датчика и будет зафиксирован измерительной схемой. Однако приведенные рассуждения справедливы лишь в пределах применимости выражения (III.33), т. е. когда молекулы газа гораздо чаще сталкиваются со стенками баллона датчика, чем между собой.

Из уравнения (III.37) видно также, что измеряемое тепловыми манометрами давление зависит от коэффициента аккомодации γ и рода газа. Коэффициент аккомодации зависит от рода газа и состояния поверхности нагревательного элемента. Существенно изменяется

коэффициент аккомодации при окислении поверхности. Хотя применение платины для изготовления нитей датчиков тепловых манометров снимает трудности, связанные с окислением поверхности, все же не защищает нить от попадания на нее всевозможных загрязнений (паров ртути, масла, вакуумных смазок и т. д.). Таким образом, в процессе работы датчика все время происходит изменение состояния поверхности нагревательного элемента, что приводит к изменению величины мощности W_T , отводимой от него механизмом теплопроводности газа. Для устранения этого недостатка необходимо периодически корректировать величину рабочего тока накала или прогревать нагревательный элемент до более высокой температуры, при которой удаляются и выгорают адсорбированные примеси. Это вносит большие неудобства при работе с тепловыми манометрами и является одним из существенных недостатков.

Другим неудобством тепловых манометров является зависимость показаний от рода газа. Так как обычно градуировка заводских датчиков проводится по сухому воздуху, а измерять приходится давление различных газов и их смесей, то можно пользоваться градуировочной кривой для воздуха, внося соответствующие поправки. Эти поправки (пересчетные коэффициенты) можно получить, пользуясь уравнением (III.37).

Поскольку константы, входящие в выражения W_M , W_H и W_N ($W_N = i^2 R_0 [1 + \beta(T - T_0)]$, где i — ток подогрева нити), не зависят от рода газа, то, как следует из уравнения (III.33), показания теплового манометра для воздуха p_B и какого-либо другого газа p_r (при одной и той же температуре нити) будут определяться отношением

$$\frac{p_r}{p_B} = \frac{a_B}{a_r} = q_r, \quad (\text{III.38})$$

где a_B , a_r — константы, зависящие только от рода газа. Для каждой пары воздух — газ и одного и того же материала нити накала датчика отношение (III.38) является постоянной величиной во всем интервале давлений, где справедливо уравнение (III.33). Практически это значит, что градуировочные кривые датчиков тепловых манометров для различных газов должны быть подобны друг другу. Таким образом, определив по градуировочной кривой

для воздуха значение p_v , можно подсчитать измеряемое давление для данного газа p_r , если известен соответствующий пересчетный коэффициент q_r , который называют чувствительностью теплового манометра к данному газу. Тогда

$$p_r = p_v q_r. \quad (\text{III.39})$$

В табл. III.2 приведены экспериментальные значения чувствительности термопарного манометра q_r для различных газов, полученные для датчика с платиновым подогревателем.

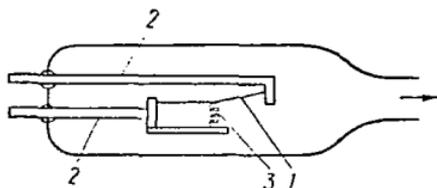
Таблица III.2

Газ	Воз- дух	H ₂	He	Ne	Ar	CO	CO ₂	Kr
Чувствитель- ность q_r	1	0,67	1,12	1,31	1,56	0,97	0,94	2,30

§ 5.5. Тепловые манометры расширения

В основе работы тепловых манометров расширения лежит явление линейного расширения нагретой металлической проволоки или полоски. Схема простейшего манометра расширения показана на рис. III.36. Здесь нить

Рис. III.36. Устройство простейшего теплового манометра расширения.



1 с большим температурным коэффициентом расширения (платиноиридиевый сплав) укреплена на двух массивных держателях 2, запаянных в стеклянный баллон. К центру нити присоединена спираль 3, с помощью которой можно определить величину растяжения нити при ее нагревании.

Более надежны и практичны манометры расширения, в которых в качестве рабочего элемента используется термобиметалл. Последний представляет собой пластинку, состоящую из двух прочно соединенных между собой металлов (или сплавов) с различными температурными

коэффициентами расширения α_1 и α_2 . При нагревании такая пластинка будет изгибаться в сторону металла с меньшим α . Если длина пластинки l , а общая толщина d , то величину отклонения x ее свободного конца при повышении температуры от T_0 до T можно оценить из выражения

$$x = \frac{3}{4} \cdot \frac{(\alpha_2 - \alpha_1) l^2}{d} (T - T_0). \quad (\text{III.40})$$

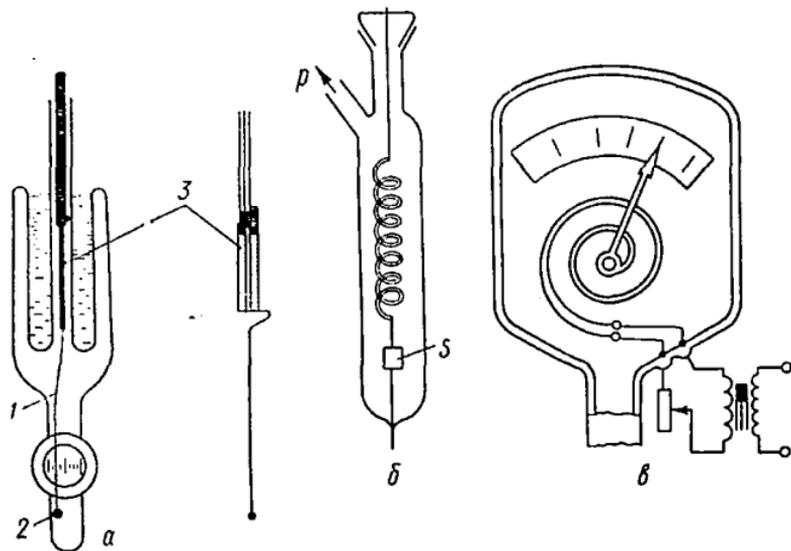


Рис. III.37. Манометры расширения:

а — с биметаллической пластинкой; *б* — с биметаллической лентой, свернутой в цилиндрическую спираль; *в* — с плоской биметаллической спиралью.

На рис. III.37, *а* показано устройство манометра расширения с плоской биметаллической пластинкой. Указателем здесь служит стеклянная нить *1* с грузиком *2*, прикрепленная к биметаллической пластинке *3*, которая нагревается проходящим по ней током. Наблюдение за отклонением нити удобно вести с помощью оптического устройства с осветителем.

В других типах манометров расширения в качестве датчика используется биметаллическая лента, свернутая в цилиндрическую (рис. III.37, *б*) или плоскую (рис. III.37, *в*) спираль. Как в первом, так и во втором случае мерой давления служит поворот свободного конца спирали, определяемый изменением температуры тер-

мобиметалла и линейно зависящий от давления (в области применимости уравнения (III.33)). В датчике, показанном на рис. III.37, б, поворот спирали регистрируется с помощью маленького зеркальца S , нулевое положение которого устанавливается вращением головки, укрепленной в верхней части датчика, или посредством шлифового соединения.

В манометре расширения с плоской биметаллической

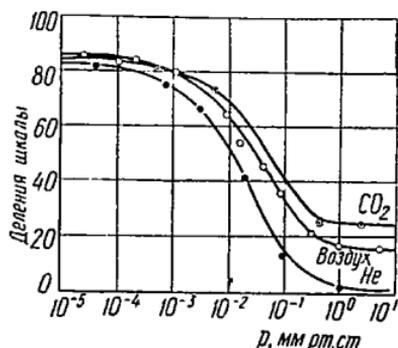


Рис. III. 38. Типичные градуировочные кривые теплового манометра расширения с плоской биметаллической пластинкой.

ческой спиралью (рис. III.37, в) поворот свободного конца датчика используется для управления стрелкой-указателем.

На рис. III.38 показаны типичные градуировочные кривые теплового манометра расширения с плоской биметаллической пластинкой (рис. III.37 а), полученные для трех различных газов. Аналогичные по форме зависимости получают и для датчиков с биметаллическими спиралями, но в этом случае по оси ординат откладывается или угловое отклонение зеркальца (рис. III.37, б), или деление шкалы (рис. III.37, в).

Описанные выше конструкции тепловых манометров расширения из-за значительной тепловой инерции (~ 1 мин) практически непригодны для измерения давлений, изменяющихся во времени.

Глава 6. ИОНИЗАЦИОННЫЕ МАНОМЕТРЫ

§ 6.1. Классификация ионизационных манометров

В основе работы большой группы ионизационных манометров лежит явление ионизации, т. е. выбивание электрона из атома или молекулы газа и превращение их в положительно заряженный ион и электрон. Возникшие в объеме свободные заряды обуславливают появление

ние электрической проводимости или газового разряда. В первом случае величина тока положительных ионов (при определенных условиях) может служить мерой общего количества молекул газа в единице объема, а следовательно, и мерой давления. Во втором случае, когда в объеме зажигается разряд, мерой давления служит величина разрядного тока.

Существующие типы ионизационных манометров различаются по способу образования ионов. Так, в группе электроразрядных манометров ионизация газа происходит под влиянием электрического поля, приложенного к системе холодных электродов, создающих разрядный промежуток.

В другой группе ионизационных манометров, которая объединяет так называемые термоэлектронные ионизационные манометры, источником ионизирующих частиц— электронов является накаливаемый катод.

В третьей группе ионизационных манометров источником ионизирующего излучения служит какое-нибудь радиоактивное вещество. Поэтому их еще называют манометрами с радиоактивными источниками.

§ 6.2. Электроразрядные манометры

Разрядная трубка как индикатор состояния разрежения. Разрядная трубка (рис. III.39) представляет собой стеклянный баллон, снабженный двумя плоскими электродами и боковым отростком для присоединения к вакуумной установке. Под влиянием постоянного напряжения в несколько сотен или тысяч вольт (в зависимости от давления газа) между электродами зажигается тлеющий разряд, распределение свечения в котором имеет специфические особенности при переходе от катодной части к аноду. Наиболее ярко эти особенности проявляют себя в интервале давлений от 0,1 до 1 мм рт. ст.

При внимательном наблюдении за распределением видимого света, испускаемого разрядом, можно обнаружить, что непосредственно у катода 1 (отрицательного электрода) имеется узкий темный катодный слой 2 (рис. III.39). Затем следует первое катодное свечение 3, за которым располагается вторая темная область 4, называемая катодным темным пространством. Размеры

этой области, как мы увидим ниже, обнаруживают определенную закономерность с изменением давления и могут быть использованы для оценки давления газа в разрядной трубке.

Катодное темное пространство имеет довольно резкую границу с примыкающей к нему светящейся областью 5, называемой отрицательным тлеющим свечением. Отрицательное тлеющее свечение переходит в следующую темную область 6 (фарадеево темное про-

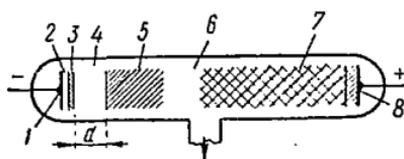


Рис. III.39. Пространственное распределение темных и светящихся зон в тлеющем разряде:

1 — катод; 2 — темный катодный слой; 3 — катодное темное пространство; 4 — катодное свечение; 5 — отрицательное тлеющее свечение; 6 — фарадеево темное пространство; 7 — положительный столб; 8 — анод.

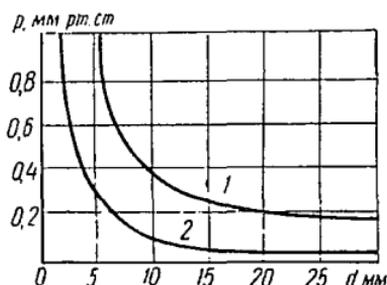


Рис. III.40. Зависимость давления от длины катодного темного пространства для водорода (1) и для воздуха (2).

странство), за которой начинается протяженная однородно светящаяся часть 7, называемая положительным столбом, или плазмой разряда.

Характерной особенностью тлеющего разряда является то, что при изменении расстояния между анодом и катодом продольные размеры катодных частей разряда, включая фарадеево темное пространство, остаются неизменными, в то время как длина положительного столба меняется. Поэтому минимальная длина разрядной трубки с тлеющим разрядом должна несколько превышать линейные размеры катодной области разряда при минимальном давлении 0,1 мм рт. ст. Если давление газа увеличивается выше 0,1 мм рт. ст., то можно заметить, что зоны катодной части тлеющего разряда начинают стягиваться к катоду, а ширина катодного темного пространства уменьшается. Как показали специальные исследования, ширина катодного темного пространства зависит от среднего свободного пути электрона и, следовательно, может служить мерой давления в трубке. Эта зависи-

мость имеет приближенный характер и выражается уравнением

$$p = \frac{k}{d}, \quad (\text{III.41})$$

где p — давление, мм рт. ст.;

k — коэффициент пропорциональности, зависящий от рода газа;

d — ширина катодного темного пространства, мм.

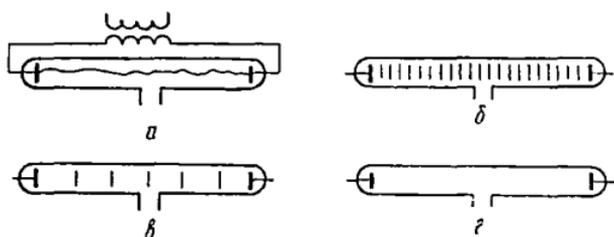


Рис. III.41. Изменение свечения в разрядной трубке при откачке вакуумной системы:

a — $p=10$ мм рт. ст.; $б$ — 1 мм рт. ст.; $в$ — 0,1 мм рт. ст.;
 $г$ — 0,01 мм. рт. ст.

На рис. III.40 показаны две градуировочные кривые, полученные с помощью разрядной трубки для воздуха и водорода. Их ход с достаточной точностью подтверждает справедливость уравнения (III.41).

Электрический разряд в трубке можно возбуждать также с помощью высокочастотного трансформатора или катушки Румкорфа. Во всех этих случаях характер свечения разряда будет зависеть от природы газа и давления в трубке. В зависимости от давления оно может изменяться как по форме, так и по цвету (рис. III.41). Например, откачивая воздух, можно наблюдать следующие явления. При давлениях, близких к атмосферному, никакого свечения не наблюдается. В этих условиях наложение достаточно высокого напряжения между электродами трубки сопровождается проскакиванием искры. По мере снижения давления до нескольких десятков миллиметров ртутного столба возникает видимое фиолетовое свечение в виде тонкого шнура, расположенного по оси трубки (рис. III.41, a). По мере откачки шнур расширяется, и при $p \approx 1$ мм рт. ст. разряд заполняет все сечения трубки. Одновременно наблюдается уменьшение яркости свечения разряда (рис. III.41, $б$).

При давлении в несколько десятых долей миллиметра ртутного столба в разряде появляются движущиеся поперечные полосы (страты) и свечение начинает стягиваться к электродам трубки (рис. III.41, в). Начиная с давлений в несколько сотых долей миллиметра ртутного столба и ниже свечение разряда становится заметным только у электродов и начинается флюоресценция стекла, вызываемая попадающими на него быстрыми ионами и электронами (рис. III.41, г). Наконец, при $p < < 10^{-3}$ мм рт. ст. все явления в трубке исчезают. В этом случае иногда говорят, что в откачиваемой системе достигнут «черный вакуум».

При откачке объема, содержащего воздух, цвет электрического разряда в трубке меняется от преимущественно розового до светло-голубого. Это объясняется тем, что в процессе откачки изменяется относительное содержание газов, входящих в состав атмосферного воздуха. Так как двуокись углерода (CO_2) является компонентой воздуха с наибольшим молекулярным весом, то скорость ее диффузии по направлению к насосу будет наименьшей, и с понижением давления увеличится относительное содержание. Спектроскопические исследования также подтверждают, что светло-голубой цвет при пониженных давлениях обусловлен увеличением содержания двуокиси углерода.

Свечение разрядной трубки зависит и от рода газа. Это позволяет обнаруживать наличие в откачиваемой системе различных загрязнений в виде конденсирующихся паров. Так, присутствие водяного пара можно обнаружить по характерному бледно-голубому свечению, а паров вакуумных смазок для кранов и шлифов — по голубому свечению.

Можно использовать также в качестве источника напряжения для разрядной трубки трансформатор Тесла, схематическое устройство которого показано на рис. III.42. Этот простой прибор способен генерировать высоковольтные колебания повышенной частоты, что позволяет обойтись и без разрядной трубки. В этом случае достаточно приблизить высоковольтный выход трансформатора к стеклянным трубкам установки, чтобы вызвать в них свечение остаточного газа.

При питании газоразрядной трубки постоянным напряжением, когда в ней горит самостоятельный тлеющий

разряд, разрядный ток I_p находится в определенной зависимости от давления газа. В области давлений 10^{-1} — 10^{-3} мм рт. ст. эта зависимость хорошо описывается уравнением

$$I_p = A \ln \frac{p}{p_0}, \quad (\text{III.42})$$

где A — коэффициент пропорциональности, зависящий от геометрических размеров трубки;
 p_0 — граничное значение давления газа, при котором возникает самостоятельный разряд.

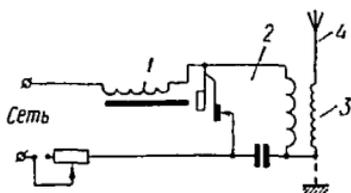


Рис. III.42. Схематическое устройство трансформатора Тесла:

1 — вибратор; 2 — первичный колебательный контур; 3 — вторичный контур; 4 — высокочастотный вывод.

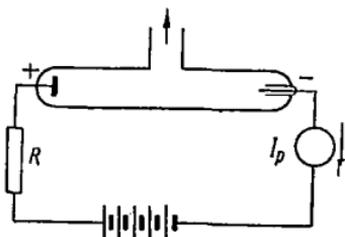


Рис. III.43. Простейший газоразрядный манометр.

Таким образом, связь давления и разрядного тока, описываемая уравнением (III.42), также может быть использована для оценки давления. Электрическая схема такого простейшего газоразрядного манометра показана на рис. III.43. Обязательным элементом в этой схеме является ограничивающее сопротивление R (обычно несколько сот килоом), величина которого определяется условием горения разряда и может быть подобрана экспериментально в зависимости от величины напряжения источника питания. Катод разрядной трубки должен иметь небольшую поверхность и может быть изготовлен в виде экранированного штыря, впаянного в стенку трубки.

Условие зажигания тлеющего разряда при данном давлении сводится к тому, что каждый электрон, вышедший из катода, должен образовать на своем пути к аноду такое количество положительных ионов и возбужденных атомов, чтобы эффект их взаимодействия с поверхностью катода снова привел к выбиванию хотя бы одного электрона. Это требование и отражено уравнением (III.42).

Чтобы его реализовать, необходимо иметь источник питания в несколько киловольт и давление газа в трубке не ниже 10^{-3} мм рт. ст.

Типичная градуировочная кривая для описанного газоразрядного манометра показана на рис. III.44, из которого видно, что он может применяться в области давлений от 10^{-1} до 10^{-3} мм рт. ст. При давлениях $< 10^{-3}$ мм рт. ст. средняя длина свободного пробега

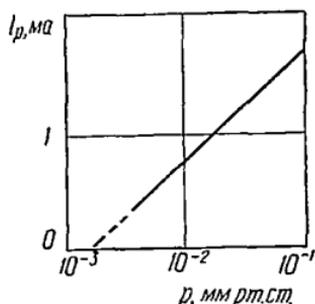


Рис. III.44. Градуировочная кривая газоразрядного манометра.

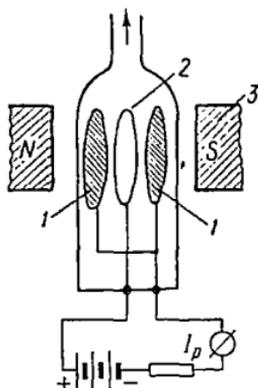


Рис. III.45. Устройство магнитного электроразрядного манометра.

электрона становится сравнимой с размерами межэлектродного расстояния и газоразрядная лампа превращается в вакуумный диод. В этом случае энергия, переданная электрону внешним электрическим полем, расходуется не на акты возбуждения и ионизации молекул остаточного газа, а на нагревание анода.

Магнитные электроразрядные манометры. Если разрядный промежуток, состоящий из анода и катода, поместить в продольное магнитное поле, то ионизация газа при пониженных давлениях будет происходить намного интенсивнее. Это связано с тем, что траектории электронов под влиянием магнитного поля искривляются в спирали, и полная длина их пути может во много раз превышать расстояние между катодом и анодом, а с увеличением пути электрона увеличивается и количество актов ионизации. Таким образом, ионизация, создаваемая одним электроном при наложении магнитного поля, будет значительно больше при данном давлении, чем в отсутствие последнего. Другими словами, наложение магнит-

ного поля на разрядный промежуток эквивалентно увеличению давления газа, что при прочих равных условиях приводит к значительному снижению нижнего предела измеряемых давлений.

Как и прежде, мерой давления может служить величина полного разрядного тока, который является суммой тока положительных ионов, идущих к катоду, и электронного тока, попадающего на анод.

На рис. III.45 показано устройство магнитного электроразрядного манометра, в котором для усиления ионизации (при сравнительно небольших междуэлектродных расстояниях) используются колебания электронов в раз-

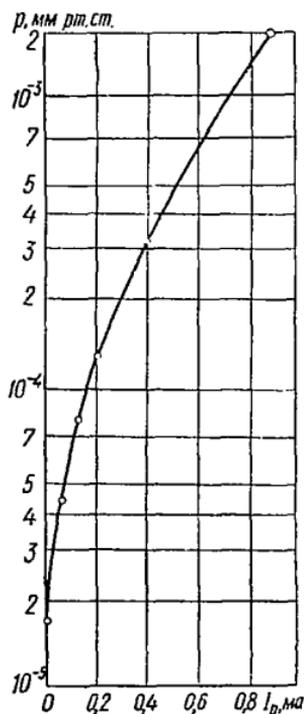


Рис. III.46. Типичная градуировочная кривая магнитного электроразрядного манометра.

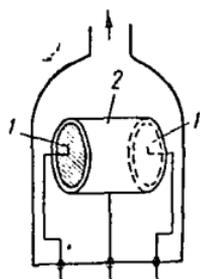


Рис. III.47. Электроразрядный манометр цилиндрической конфигурации:

1 — катод; 2 — анод.

рядном промежутке, состоящем из кольцевого анода 2 и катодов-отражателей 1. Вся система электродов помещается в продольное магнитное поле, создаваемое постоянным магнитом 3.

Электроны, вышедшие из катодов-отражателей или появившиеся в объеме в результате ударной ионизации, ускоряются напряжением, приложенным к аноду, и под действием магнитного поля изменяют свою траекторию так, что вынуждены двигаться по винтовым линиям и попадают на анод только после многочисленных колеба-

ний около него. Таким образом, действительная длина пути электронов значительно увеличивается, следовательно, увеличиваются число актов ионизации и полный разрядный ток. Это в свою очередь позволяет расширить нижний предел измеряемых давлений и измерять разрядный ток непосредственно токовым прибором без предварительного усиления.

На рис. III.46 показана типичная градуировочная кривая магнитного электроразрядного манометра, выражающая зависимость разрядного тока от давления газа. Из этой кривой видно, что описанный вариант манометра имеет сравнительно узкий диапазон измеряемых давлений (10^{-3} — 10^{-5} мм рт. ст.)

Для расширения нижнего предела измеряемых давлений применяют цилиндрический анод (см. рис. III.47). В таком варианте манометра устойчивое горение разряда можно реализовать до давлений $\sim 10^{-7}$ мм рт. ст.

К преимуществам магнитных электроразрядных манометров следует отнести простоту их изготовления и удобство измерений разрядных токов непосредственно токовыми приборами без предварительного усиления. Однако эти манометры имеют и существенные недостатки. В первую очередь — это небольшая точность и надежность, являющиеся следствием изменения состояния поверхности катодов-отражателей.

§ 6.3. Термоэлектронные ионизационные манометры

В термоэлектронных ионизационных манометрах ионизация в объеме датчика происходит вследствие соударения электронов, эмиттируемых накаливаемым катодом, с атомами и молекулами остаточного газа. Простейшим датчиком такого манометра может служить обычная трехэлектродная система (радиолампа), баллон которой соединен с откачиваемым объемом. На рис. III.48, а показана одна из схем включения датчика (манометрической лампы) термоэлектронного ионизационного манометра. Электроны, вышедшие из катода 1, под действием ускоряющего электрического поля устремляются к положительно заряженной сетке 2. Ввиду близости расположения сетки и большой ее прозрачности значительная часть электронов пролетает в пространство

сетка — коллектор 3, где и происходит ионизация газа.

При дальнейшем движении электроны тормозятся и, не дойдя до коллектора 3, который имеет небольшой отрицательный потенциал по отношению к катоду, отражаются от него и начинают движение в обратном направлении. Некоторая часть электронов улавливается сеткой, а остальные проходят между ее ячейками и попадают

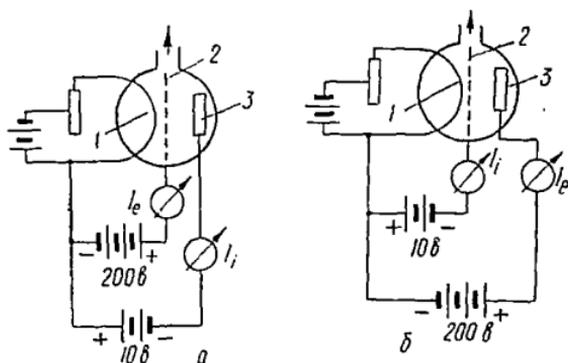


Рис. III.48. Схемы включения термоэлектронного ионизационного манометра:

а — с положительной сеткой и внешним коллектором ионов; б — с отрицательной сеткой и внутренним коллектором ионов.

в тормозящее поле пространства сетка — катод. Если электрон на этом пути потерял часть своей энергии на возбуждение или ионизацию молекул газа, он уже не достигнет катода, а отразится от него и снова будет двигаться к сетке. Следовательно, часть электронов сможет совершить несколько колебательных движений в пространстве катод — коллектор, прежде чем попадет на сетку. Благодаря таким пролетным колебаниям увеличиваются путь и время жизни электронов, вышедших из катода, и повышается вероятность ионизации в объеме датчика.

В равновесном состоянии электронный ток I_e в цепи катод — сетка определяется эмиссионной способностью катода и вторичными электронами, образовавшимися при ионизации молекул остаточного газа.

Простая оценка тока вторичных электронов, которые улавливаются сеткой при давлениях $p < 10^{-3}$ мм рт. ст., показывает, что он пренебрежимо мал по сравнению с эмиссией катода, и с ним можно не считаться. В самом

деле, пусть электронный ток из катода I_e равен 5 ма, а давление в датчике $\sim 10^{-4}$ мм рт. ст. Тогда полное число электронов n_e , покидающих катод в единицу времени и попадающих на коллектор, равно

$$n_e = \frac{I_e}{e} = \frac{5 \cdot 10^{-3}}{1,6 \cdot 10^{-19}} = 3,1 \cdot 10^{16}.$$

Если для простоты вычислений принять расстояние d катод — коллектор равным 1 см, то полный путь L , проходимый всеми n_e электронами, достигшими коллектора (без учета пролетных колебаний), составит

$$L = n_e d = 3,1 \cdot 10^{16} \text{ см.}$$

Но так как длина свободного пути электронов λ_e в газе в $4\sqrt{2}$ раза больше, чем для атомов, то, воспользовавшись выражениями (II.40) и (II.41), получим, что при давлении $p = 10^{-4}$ мм рт. ст. $\lambda_e \approx 300$ см. Следовательно, полное число столкновений электронов за единицу времени будет равно

$$z = \frac{n_e}{\lambda_e} = \frac{3,1 \cdot 10^{16}}{300} \approx 10^{14}.$$

Приняв вероятность ионизации W_i при столкновениях электронов с молекулами остаточного газа равной $\sim 10\%$, получим число вторичных электронов n_s , появившихся в объеме датчика за единицу времени,

$$n_s = z \frac{W_i}{100} = 10^{14} \frac{10}{100} = 10^{13}.$$

Таким образом, ток вторичных электронов I_s на сетку оценивается величиной

$$I_s = n_s e = 10^{13} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} = 1,6 \cdot 10^{-6} [a],$$

которая почти на три порядка меньше электронного тока I_e .

Очевидно, что ток положительных ионов I_i в цепи отрицательно заряженного коллектора будет такой же величины, как и ток вторичных электронов I_s . Поэтому для его измерения при низких давлениях нужно пользоваться чувствительным гальванометром или усилителем постоянного тока.

На рис. III.48, б показан другой вариант включения триодной системы как датчика ионизационного манометра. В этом случае сетка 2 имеет небольшой отрицательный потенциал (обычно ~ 10 в) по отношению к катоду и является коллектором образующихся в объеме ионов, а на электрод 3 подается большой положительный потенциал (200—250 в). Такую схему включения называют схемой с внутренним коллектором ионов, в то время как схема, показанная на рис. III.48, а, может быть названа схемой с внешним коллектором. Разумеется, в схеме с внутренним коллектором (рис. III.48, б) нет условий для реализации пролетных колебаний электронов, поэтому она менее чувствительна.

Как показал опыт и соответствующие расчеты, при включении датчика по схеме с внутренним коллектором и давлении газа ниже 10^{-3} мм рт. ст. отношение ионного тока в цепи коллектора к электронному току в цепи анода является величиной, пропорциональной давлению газа в манометрической лампе,

$$\frac{I_i}{I_e} = kp, \quad (\text{III.43})$$

где k — коэффициент пропорциональности, которым определяется чувствительность датчика манометра. Соотношение (III.43) и лежит в основе работы термоэлектронных ионизационных манометров.

При работе по схеме с внешним коллектором (рис. III.48, а) пропорциональность между токами I_i и I_e несколько нарушается. Поэтому в последнем случае необходимо величину электронного тока поддерживать постоянной. Тогда уравнение (III.43) можно переписать

$$I_i = kI_e p = Cp. \quad (\text{III.44})$$

Теперь величина C является константой, зависящей от рода газа, конструктивных размеров датчика, схемы его включения и режима работы. Ее принято называть постоянной ионизационного манометра.

Таким образом, для измерения давления термоэлектронным ионизационным манометром необходимо при заданном электронном токе I_e измерить ионный ток на коллектор I_i и разделить его на постоянную манометра C , т. е.

$$p = I_i/C.$$

Однако константу C нельзя получить расчетным путем, поэтому датчики ионизационных манометров необходимо градуировать, сравнивая их показания с показаниями абсолютного (например, компрессионного) манометра.

На рис. III.49 показан градуировочный график датчика ионизационного манометра, подтверждающий линейную зависимость (III.44) в большом интервале изменения давления. Поэтому при градуировании манометров достаточно получить несколько точек в интервале давлений 10^{-4} — 10^{-5} мм рт. ст. и затем экстраполировать прямую

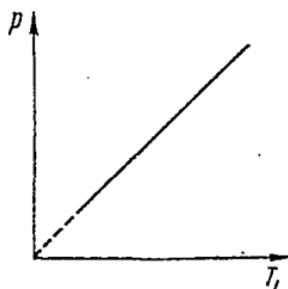


Рис. III.49. Градуировочный график термоэлектронного ионизационного манометра.

в область более низких давлений. Так как на основании (III.44) постоянная ионизационного манометра $C = I_i/p$, то ее можно определить из полученной градуировочной прямой. Для манометрических датчиков типа ЛМ-2 и ПМИ-2 (рис. III.50, а), используемых в отечественных ионизационных манометрах, $C = 10^5$ мка/мм рт. ст. Соответственно при электронном токе $I_e = 5$ ма чувствительность манометра оказывается равной

$$k = \frac{C}{I_e} = 20 \text{ (мм рт. ст.)}^{-1}.$$

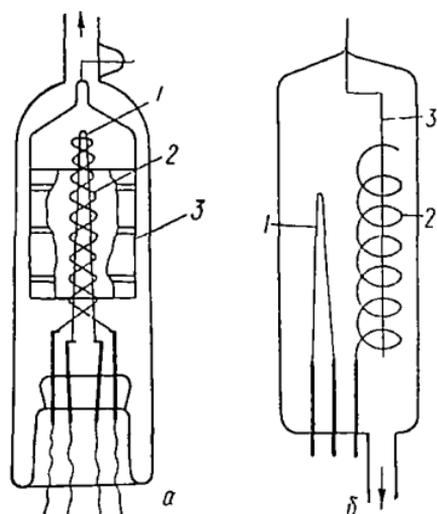
Рабочая область давлений, измеряемых обычными ионизационными манометрами, простирается от 10^{-3} до 10^{-8} мм рт. ст. Верхний предел (10^{-3} мм рт. ст.) ограничивается разрушением катода датчика из-за его окисления. В этих условиях возникает опасность потери эмиссии катодом и появляется возможность зажигания разряда в объеме датчика, сопровождающаяся, как правило, выведением из строя катода. Нижний предел давления, измеряемого ионизационными манометрами с датчиком типа ЛМ-2 (ПМИ-2), при хорошем обезгаживании деталей последнего (сетка, коллектор, стекло колбы), ограничивается паразитными (фоновыми) токами, возникающими в цепи коллектора. Происхождение этих токов связано в основном с током фотоэмиссии электронов из

коллектора ионов, вызываемой мягким рентгеновским излучением, которое возникает при бомбардировке положительно заряженной сетки электронами, эмиттируемыми раскаленным катодом. Поскольку в схеме с внешним коллектором (рис. III.49, а) направление фонового тока, обусловленного движением фотоэлектронов от коллектора к сетке, совпадает с направлением коллекторного тока ионов, его можно рассматривать как слагающую ионного тока в цепи коллектора. При давлении $\sim 10^{-8}$ мм рт. ст. истинный ионный ток коллектора уже сравним с фоновым паразитным током, и эта величина является нижним пределом давлений, измеряемых ионизационными манометрами с манометрическими датчиками типа ЛМ-2 (ПМИ-2).

Для расширения диапазона измеряемых давлений в нижнюю сторону необходимо так изменить конструкцию датчика, чтобы фототок из коллектора ионов был сведен к минимуму. Это требование удовлетворяется в датчике с осевым коллектором, показанном на рис. III.50, б. Он отличается тем, что роль коллектора ионов выполняет тонкая вольфрамовая нить 3, поверхность которой примерно на два-три порядка меньше поверхности коллектора манометрического датчика ЛМ-2, показанного на рис. III.50, а. Естественно, что на такой коллектор будет попадать гораздо меньше мягкого рентгеновского излучения из сетки 2, выполняющей роль анода, и фототок также уменьшается на два-три порядка по сравнению с током в обычном датчике. Как и прежде, источником электронов здесь служит петлеобразный вольфрамовый катод 1, помещенный вне сетки.

Если катод расположен на небольшом расстоянии от сетки, ионизация газа происходит в сравнительно большом объеме, заключенном внутри спиральной сетки, и практически все образовавшиеся ионы попадают на коллектор. Это до некоторой степени компенсирует отсутствие прежних условий для колебательного движения электронов, поэтому чувствительность манометрического датчика с осевым коллектором может быть сравнима с чувствительностью обычных датчиков типа ЛМ-2. Однако нижний предел измеряемых давлений в датчике с осевым коллектором удастся расширить до $5 \cdot 10^{-11}$ мм рт. ст.

Дальнейшим усовершенствованием термоэлектронного ионизационного манометра является магнетронный ионизационный манометр. Это название связано со спецификой движения электронов в скрещенных электрическом и магнитном полях, созданных системой цилиндрических электродов. На рис. III.51 показаны устройство датчика и схема включения магнетронного манометра. Он имеет накаливаемый вольфрамовый катод 3, цилиндрический



датчика и схема включения магнетронного манометра. Он имеет накаливаемый вольфрамовый катод 3, цилиндрический

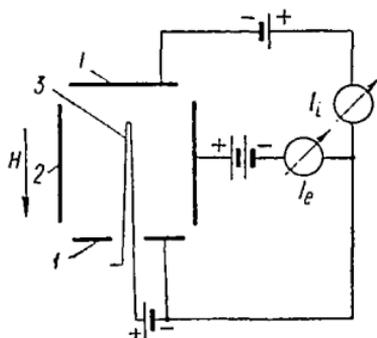


Рис. III.50. Лампы-датчики ионизационного манометра:

a — с внешним коллектором; *b* — с осевым коллектором; 1 — катод; 2 — сетка (анод); 3 — коллектор ионов.

Рис. III.51. Схема включения датчика магнетронного ионизационного манометра:

1 — диски-коллекторы ионов; 2 — цилиндрический анод; 3 — накаливаемый катод.

анод 2 и два торцевых диска 1, имеющих отрицательный потенциал по отношению к катоду и служащих коллекторами ионов. Вся система помещается в продольное магнитное поле, напряженность которого превышает критическую величину, т. е. ту величину, при которой электрон, вышедший из катода, двигаясь в скрещенных электрическом и магнитном полях, так искривляет свою траекторию, что не попадает на анод и снова уходит к катоду, чтобы начать свое движение сначала. В этих условиях время жизни и путь электрона в пространстве катод — анод значительно увеличиваются, следовательно, увеличивается и число ионизаций, приходящихся на один электрон. В конце концов электрон попа-

дает на анод только после того, как совершит большое число оборотов вокруг катода и потеряет свою энергию на ионизацию при столкновениях с молекулами газа. Таким образом, при наложении магнитного поля, напряженность которого больше критической величины, в объеме сильно увеличивается плотность электронов и соответ-

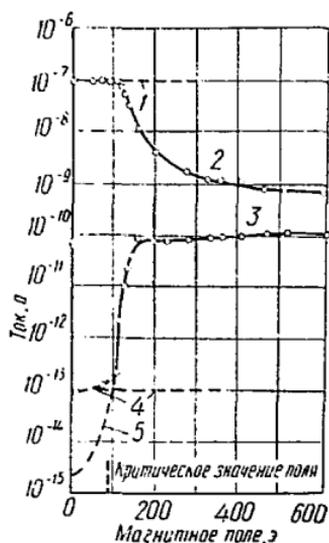


Рис. III.52. Зависимость токов магнетронного ионизационного манометра от напряженности магнитного поля:

1 — ток эмиссии катода; 2 — электронный ток на анод; 3 — ток на коллектор ионов; 4 — фоновый ток; 5 — ионный ток.

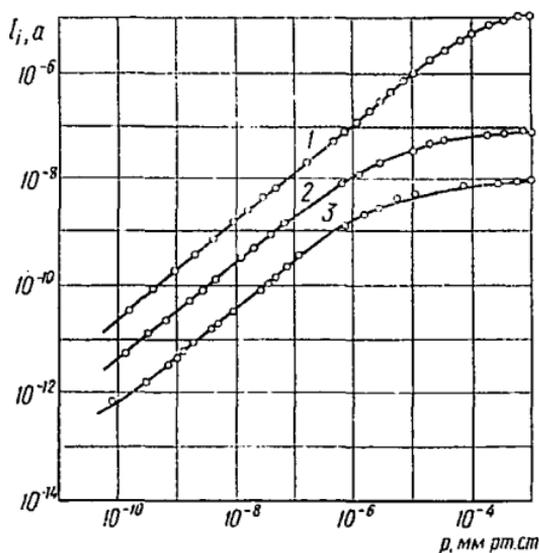


Рис. III.53. Градуировочные кривые датчика магнетронного манометра при различных значениях анодного тока I_e :

1 — 10^{-6} а; 2 — 10^{-8} а; 3 — 10^{-9} а.

ственно возрастает вероятность ионизации газа. Это проиллюстрировано кривыми рис. III.52, где показаны зависимости электронного тока на анод (кривая 2) и ионного тока на один из торцевых коллекторов (кривая 3) от напряженности магнитного поля при давлении в приборе $\sim 10^{-9}$ мм рт. ст. Из приведенного рисунка видно, что при $H > H_{кр}$ (в нашем случае $H = 300$ э) ионный ток увеличился от $3 \cdot 10^{-15}$ до $8 \cdot 10^{-11}$ а, т. е. почти в 26 000 раз, а анодный ток соответственно уменьшился в 60 раз. Следовательно, при наложении магнитного поля отношение ионного тока к фоновому возрастает примерно в $1,5 \times 10^6$ раз ($2,6 \cdot 10^4 \cdot 60 = 1,5 \cdot 10^6$) и чувствительность манометра

метра k повышается до значения

$$k = \frac{I_i}{I_e p} = \frac{8 \cdot 10^{-11}}{2 \cdot 10^{-9} \cdot 10^{-9}} = 4 \cdot 10^7 (\text{мм рт. ст.})^{-1}$$

против 20 для датчика ЛМ-2.

В этих условиях фоновый ток, обусловленный рентгеновским облучением коллекторов ионов, будет достигать уровня $\sim 10^{-15}$ а, так как он линейно связан с анодным током. Но поскольку при низких давлениях анодный ток не зависит от давления, то ионный ток на коллектор станет равен фоновому, только если

$$p = \frac{I_i}{I_e k} = \frac{10^{-15}}{2 \cdot 10^{-9} \cdot 4 \cdot 10^7} \approx 1,3 \cdot 10^{-14} \text{ мм рт. ст.}$$

Эта величина и является теоретическим пределом давления, измеряемого магнетронным ионизационным манометром.

В связи с тем, что описываемый манометр обладает высокой чувствительностью по сравнению с обычным ионизационным, то путем понижения эмиссии катода (анодного тока I_e) можно расширить область измеряемых давлений. При этом линейность зависимости не нарушается. Подтверждением этому могут служить градуировочные кривые рис. III.53, полученные с помощью компрессионного манометра и эталонного ионизационного манометра с внутренним коллектором.

§ 6.4. Чувствительность ионизационных манометров к различным газам

Опыт показал, что чувствительность ионизационных манометров зависит от рода газа. Это является следствием различия в значениях потенциалов ионизации V_i атомов и молекул газов при соударениях с электронами. Для сравнительной характеристики процесса ионизации электронным ударом (ионизирующей способности) удобно пользоваться таким параметром, как эффективность ионизации S_e , обычно определяемым как число пар ионов, образованных одним первичным электроном на пути в 1 см при температуре газа 0°C и давлении 1 мм рт. ст. При этом под парой ионов подразумевается однократно заряженный ион и электрон.

На рис. III.54 показаны экспериментальные зависимости эффективности ионизации для различных газов от энергии электронов V_e . Из рисунка видно, что для всех газов эффективность ионизации увеличивается при увеличении энергии электронов, затем проходит через максимум ($V_e \approx 80 \div 120$ эв) и снова падает. Для интервала

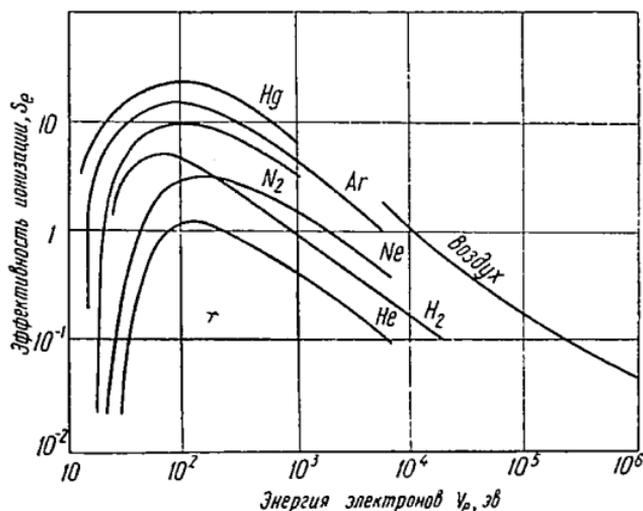


Рис. III.54. Зависимость эффективности ионизации от энергии электронов для различных газов при $p=1$ мм рт. ст. и 0°C .

энергий от потенциала ионизации V_i до 500 эв можно пользоваться приближенной аппроксимацией для S_e

$$S_e(V_e) = \frac{a(V_e - V_i)}{(V_e - V_i + b)^2}, \quad (\text{III.45})$$

где a и b — постоянные величины, зависящие от рода газа. Значения a и b для некоторых газов приведены в табл. III.3.

Таблица III.3

Постоянные	H ₂	He	Ne	Ar	N ₂	O ₂	Hg	CO
$V_i, \text{ в}$	13,6	24,6	21,6	15,8	14,5	12,6	10,4	14,1
a	750	429	1780	3850	3320	4450	5790	3850
b	50,7	85,5	148,5	74,3	81	107,5	74,6	88,4

Таким образом, определив величины S_e для данного газа, всегда можно оценить общее число ионов n_i , образованных n_e электронами на пути L при давлении p . Так, для плоской системы электродов и постоянной энергии электронов

$$n_i = n_e S_e p L. \quad (\text{III.46})$$

Следовательно, чувствительность ионизационного манометра k можно связать с эффективностью ионизации S_e , воспользовавшись выражениями (III.43) и (III.46),

$$k = \frac{I_i}{I_e} \cdot \frac{1}{p} = \frac{n_i}{n_e p} = S_e L. \quad (\text{III.47})$$

Но так как чувствительность k входит в выражение для постоянной ионизационного манометра ($C = I_e k$), определяемой экспериментально из градуировочных графиков, то при практической работе, кроме градуировочного значения C , получаемого обычно для сухого воздуха, нужно знать пересчетный коэффициент q_i , учитывающий род газа. Этот коэффициент может быть или рассчитан, или получен экспериментально и представляет собой отношение чувствительности манометра для данного газа k_r к чувствительности по сухому воздуху k_b

$$q_i = \frac{k_r}{k_b}. \quad (\text{III.48})$$

Если датчик вакуумметра проградуирован в единицах давления по воздуху, а требуется измерять давление какого-то другого газа, то истинное давление этого газа p_r может быть получено делением измеренного кажущегося давления p_b на относительную чувствительность датчика q_i к данному газу, т. е.

$$p_r = \frac{p_b}{q_i}. \quad (\text{III.49})$$

Для удобства пользования формулой (III.49) в справочниках обычно приводятся значения $1/q_i$.

Чтобы иметь представление о величине поправки, связанной с чувствительностью ионизационных манометров к различным газам, в табл. III.4 даны экспериментальные значения обратной относительной чувствительности $1/q_i$ для манометрического датчика типа ЛМ-2 (ПМИ-2).

Таблица III.4

Газ	N ₂ (воз- (дух)	H ₂	He	Ne	Ar	Kr	Xe	O ₂	CO ₂	CO	H ₂ O
1/q _i	1	2,18	5,9	4	0,76	0,51	0,37	1,05	0,65	0,9	1,1

§ 6.5. Манометры с радиоактивными источниками

Одним из недостатков термоэлектронных ионизационных манометров является наличие накаливаемого катода, который обладает ограниченным сроком службы и часто выходит из строя, если в датчик манометра (при раскаленном катоде) попадает воздух при давлении, превышающем 10^{-3} мм рт. ст. Поэтому стремление избавиться от накаливаемого катода, сохранив при этом принцип измерения давления по ионному току, привело к созданию манометров с радиоактивными источниками. Источником ионизации в этих манометрах служит α -, β - или γ -излучение естественно радиоактивных веществ (например, радия) или некоторых видов стабильных радиоактивных изотопов (кобальт-60, полоний-210, плутоний-239 и др.).

Учитывая, что выходы ионизации, вызванной α -, β - и γ -излучениями, при прочих равных условиях относятся между собой как $10^4:10^2:1$, наиболее целесообразно применение радиоактивных веществ, излучающих α -частицы (отсюда и название — альфатронные манометры). α -Частица представляет собой двухзарядный положительный ион гелия, обладающей очень большой начальной энергией. Так, α -частицы, образующиеся при распаде атомов радия, имеют энергию $\sim 4,8 \cdot 10^6$ эв. Для того чтобы ускорить до такой энергии ион гелия в электрическом поле, нужно иметь разность потенциалов $2,4 \cdot 10^6$ в.

Эффективность ионизации α -частицы S_α (число пар ионов, образованных одной α -частицей на пути в 1 см при давлении 1 мм рт. ст.) может быть найдена из выражения

$$S_\alpha = \frac{V_0}{760V_i L}, \quad (\text{III.50})$$

где V_0 — начальная энергия α -частицы, эв;
 V_i — потенциал ионизации молекулы или атома соответствующего газа, эв;
 L — полная длина пробега α -частицы при давлении 760 мм рт. ст.

Оценка ионизирующей способности α -частиц показала, что при подходящей конструкции датчика ионные токи могут быть измерены обычными схемами с применением усилителей постоянного тока уже при давлении $\sim 10^{-3}$ мм рт. ст.

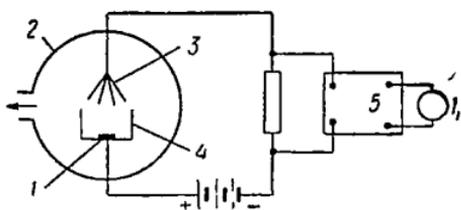


Рис. III.55. Схематическое устройство манометра с радиоактивным источником:

1 — источник α - или β -излучения; 2 — металлический баллон; 3 — коллектор ионов; 4 — анод; 5 — усилитель.

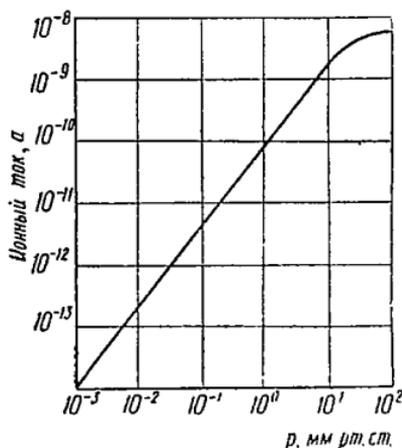


Рис. III.56. Градуировочная кривая манометра с источником α -излучения (альфа-трона).

На рис. III.55 схематически показан датчик радиоактивного манометра и упрощенная измерительная схема. Он состоит из металлического баллона 2, в котором помещены радиоактивный источник 1 и коллектор ионов 3. Последний находится под отрицательным потенциалом по отношению к источнику радиоактивного излучения и улавливает ионы, образованные при ударе α -частиц о встречные молекулы газа. Выбитые из молекул в том же количестве электроны улавливаются анодом 4.

Так же как и в термоэлектронных ионизационных манометрах, градуировочные кривые манометров с радиоактивным источником представляют собой прямые линии, подтверждающие линейную зависимость между ионным током и давлением (рис. III.56). Как видно из рисунка, линейность градуировки сохраняется от нижнего предела давления (10^{-3} мм рт. ст.), определяемого возможностями измерительной схемы и током вторичных элек-

тронов, выбиваемых α -частицами со стенок коллектора ионов, до 10 мм рт. ст. При более высоких давлениях из-за эффектов объемной рекомбинации ионов (превращения их в нейтральные атомы) линейность градуировки нарушается, но достаточно высокая чувствительность манометра сохраняется до давлений в несколько сот миллиметров ртутного столба.

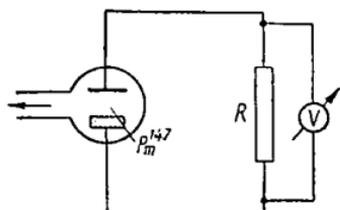


Рис. III.57. Радиоизотопный манометр с использованием β -излучения для зарядки конденсатора.

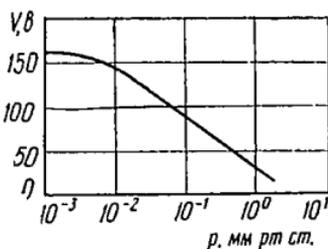


Рис. III.58. Градуировочная кривая конденсаторного радиоизотопного манометра с β -источником.

В некоторых разновидностях радиоизотопных манометров используются источники β -частиц, которые представляют собой электроны, движущиеся с большими начальными скоростями. В этом случае радиоактивным веществом может служить тритий, сорбированный титановой пленкой, нанесенной на подложку из нержавеющей стали. Средняя энергия β -частиц такого источника порядка 5 кэВ. Поэтому обращение с датчиком вполне безопасно, поскольку стенки камеры уже сами обеспечивают достаточную защиту.

Диапазон измерений радиоактивного манометра с источником β -излучения находится в пределах 10^{-5} —1 мм рт. ст. Здесь, как и в обычных термоэлектронных ионизационных манометрах, нижний предел измеряемых давлений ограничивается влиянием фонового тока, обусловленного рентгеновским излучением, возникающим в результате соударений β -частиц со стенками камеры, а верхний предел связан с заметным поглощением β -частиц газом.

Другая разновидность радиоизотопного манометра с источником β -излучения схематически показана на рис. III.57. Датчиком такого манометра является конденсатор, помещенный в баллоне, связанном с откачи-

ваемым объемом. На одну из обкладок конденсатора нанесен источник β -излучения, например изотоп радиоактивного элемента прометия Pm^{147} . В этом случае β -излучение, кроме ионизирующего действия, заряжает конденсатор до напряжения V , которое можно измерить элек-

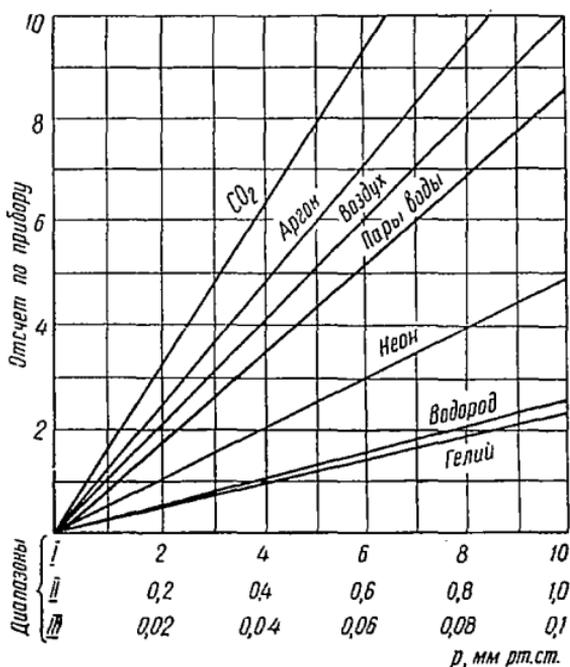


Рис. III.59. Градуировочные кривые радионуклидного манометра (альфатрона) для различных газов в трех диапазонах давления.

тростатическим вольтметром. Из-за присутствия в цепи конденсатора ионного тока, связанного с ионизирующим действием β -излучения, величина V будет зависеть от давления, и ее можно принять за меру изменения давления в объеме. На рис. III.58 показана градуировочная кривая одного из манометров с конденсаторным датчиком. Пределы измеряемых давлений здесь обычно 10^{-2} — 1 мм рт. ст.

Чувствительность манометров с радиоактивными источниками также зависит от рода газа, давление которого измеряется. Для источников α - и β -излучения эта зависимость различна и связана с конструктивными особенностями датчика.

В качестве иллюстрации на рис. III.59 показаны градуировочные графики датчика радиоизотопного (альфа-тронного) манометра, из которых можно получить пересчетные коэффициенты чувствительности для наиболее часто употребляемых газов. Так как линейность градуировки сохраняется в пределах от 10^{-3} до 10 мм рт. ст., по оси абсцисс для удобства отложены три диапазона измеряемых давлений.

Глава 7. ГРАДУИРОВКА ВАКУУММЕТРОВ (МАНОМЕТРОВ)

§ 7.1. Общие требования

Градуировка вакуумметров производится путем сравнения их показаний с показаниями абсолютных манометров (например, жидкостных U-образных, компрессионных и др.) и образцовых приборов других типов с заведомо точно известным давлением. Градуировка манометров, которые используются в качестве эталонных, точно определяется расчетным путем, независимо от каких-либо сравнительных измерений давления. Погрешность их градуировки не должна превышать 1,5%. Такие приборы называют образцовыми манометрами первого разряда. Другие манометры, используемые в качестве образцовых, предварительно проградуированные по приборам первого разряда, называют образцовыми второго разряда и т. д. Погрешность этих приборов может достигать 10—15%.

При градуировке вакуумметров в диапазоне давлений $760—10^{-5}$ мм рт. ст., как правило, их непосредственно присоединяют к объему, откачанному до калибровочного давления p . При более низких давлениях ($<10^{-5}$ мм рт. ст.) применяют косвенные методы градуировки, например метод изотермического расширения, метод постоянного объема и метод переменной проводимости.

§ 7.2. Метод изотермического расширения

Метод изотермического расширения основан на измерении давления p_1 в малом объеме V_1 (рис. III.60), соединенном с большим объемом V_2 , откачанным до та-

кого низкого вакуума, когда давление в нем может быть принято равным нулю. Тогда при изотермическом расширении газа до объема $(V_1 + V_2)$ можно легко подсчитать конечное давление p_2 , применив закон Бойля — Мариотта,

$$p_1 V_1 = p_2 (V_1 + V_2),$$

откуда

$$p_2 = \frac{V_1}{V_1 + V_2} p_1. \quad (\text{III.51})$$

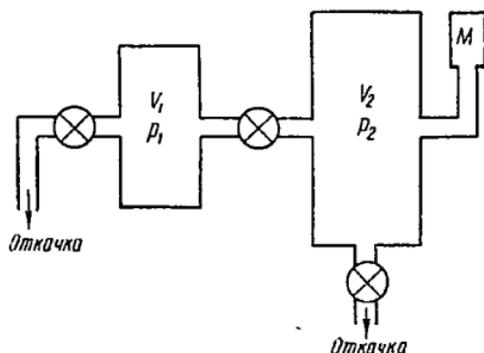


Рис. III.60. Схема градуировки вакуумметра по методу изотермического расширения.

Увеличивая число ступеней расширения (или используя многократное деление объема), можно добиться дальнейшего понижения давления до значений, необходимых для градуировки того или иного вакуумметра.

§ 7.3. Метод постоянного объема

Градуировка по методу постоянного объема (или плавного увеличения давления) заключается в том, что градуируемый вакуумметр 1 (рис. III.61) присоединяется к камере 2, объем V_2 которой заранее известен. Камера 2 соединяется с камерой 6 большого объема V_1 тонким калиброванным капилляром 4. В камере 6 создается разрежение $\sim 10^{-3}—10^{-4}$ мм рт. ст. и определяется давление p_1 при помощи того же манометра 1, проградуированного для интервала более высоких давлений, или при помощи другого манометра, после чего закрывают кран 5 и откачивают камеру 2 до области давлений, в которой нужно проводить градуировку манометра 1. Затем закрывают кран 3, открывают 5 и определяют зависимость показаний манометра 1 от времени (рис. III.62). Поток газа Q из объема 6 в объем 2 равен

$$Q = U (p_1 - p_2),$$

где U — пропускная способность соединительного вакуумпровода 4. При выполнении условия $p_2 \ll p_1$

$$Q \approx U p_1. \quad (\text{III.52})$$

С другой стороны, для потока газа Q , попадающего в камеру 2, имеет место равенство (см. раздел II, § 1.3)

$$Q = V_2 \frac{dp_2}{dt} . \quad (\text{III.53})$$

Подставляя (III.52) в (III.53), получаем

$$\frac{dp_2}{dt} = \frac{U}{V_2} p_1 = C. \quad (\text{III.54})$$

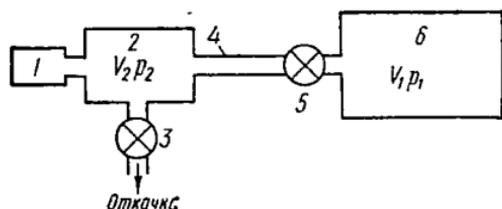
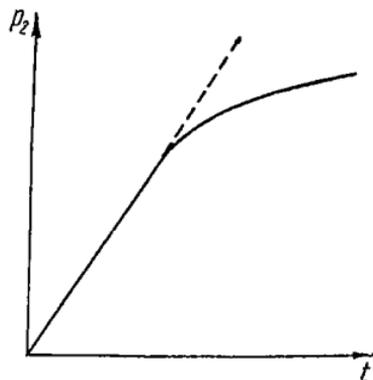


Рис. III.61. Расположение объемов для градуировки вакуумметра по методу плавного увеличения давления.

Рис. III.62. Экспериментальная зависимость изменения давления в объеме 2 от времени натекания t .

В условиях проводимого эксперимента величина C — постоянная и заранее известна. Тогда для начального участка кривой $p_2 = f(t)$ (рис. III.62) будет справедлива зависимость

$$p_2 \approx Ct. \quad (\text{III.55})$$

Таким образом, ось ординат экспериментального графика (III.62) можно прокалибровать на истинные значения давлений, полученных из выражения (III.55).

§ 7.4. Метод переменной проводимости

Метод переменной проводимости состоит в том, что насос 5 (рис. III.63) с известной быстротой действия S_n соединяется с объемом 2, где помещен датчик 3 градуируемого вакуумметра и куда напускается с помощью накателя 1 постоянный, заранее измеренный поток газа Q , сначала через диафрагму 4 с пропускной способностью U . Тогда давление p_1 в измерительной камере 2 можно определить, воспользовавшись основным уравне-

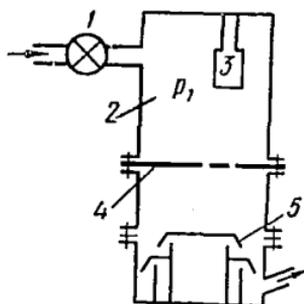
нием вакуумной техники (II.9), записав быстроту откачки объема S_0 как отношение Q/p_1 ,

$$p_1 = \frac{Q(S_n + U)}{S_n U}. \quad (\text{III.56})$$

Давление у входа в насос при этом будет равно p_2 . Затем диафрагма 4 удаляется. Это приводит к понижению давления в объеме 2 до уровня p_2 , который можно оценить через поток Q и быстроту действия насоса S_n ,

$$p_2 = \frac{Q}{S_n}. \quad (\text{III.57})$$

Рис. III. 63. Вакуумная установка для градуировки манометров методом переменной проводимости.



Теперь при выполнении условия $U \ll S_n$ и постоянной скорости действия насоса S_n в диапазоне изменения давления $p_1 - p_2$ получаем

$$p_1 - p_2 = \frac{Q}{U} = p_1 \frac{S_n}{S_n + U}. \quad (\text{III.58})$$

Таким образом, если вакуумметр ранее был проградуирован до давления p_1 , то метод переменной проводимости позволяет расширить пределы градуировки до более низкого давления p_2 , определяемого по формуле

$$p_2 = p_1 \left(1 - \frac{S_n}{S_n + U} \right) \quad (\text{III.59})$$

при известной скорости действия насоса S_n и рассчитанной по геометрическим размерам пропускной способности диафрагмы U (например, по формуле (I.60), применимой для тонкой диафрагмы).

РАЗДЕЛ IV

**ИЗМЕРЕНИЕ ПАРЦИАЛЬНЫХ ДАВЛЕНИЙ
И МАССОВЫЙ АНАЛИЗ
ОСТАТОЧНЫХ ГАЗОВ**

С развитием вакуумной техники и проведением работ, направленных на повышение качества и надежности электровакуумных приборов, появилась необходимость анализа остаточных газов в вакуумных системах и оценки парциальных давлений отдельных компонентов. Обе эти задачи решаются с помощью масс-спектрометрических анализаторов того или иного вида, датчики которых соединяются с исследуемым объемом или непосредственно, или через систему понижения давления. Принцип работы таких приборов основан на ионизации остаточных газов и последующего разделения полученных ионов. При этом используются следующие эффекты:

1. Зависимость траектории положительных ионов, движущихся в однородном магнитном поле, от отношения заряда иона e к его массе m . Приборы этой группы называют масс-спектрометрами с магнитным отклонением или магнитным разделением ионов.

2. Зависимость траектории ионов при движении в скрещенных электрическом и магнитном полях от соотношения e/m . Так как в этом случае траектория движения ионов имеет вид циклоиды (трохоиды), то приборы получили название масс-спектрометров с циклоидальной фокусировкой или трохотронов. Для масс-спектрометров обеих названных групп характерно пространственное разделение ионов в постоянных (статических) магнитном и электрическом полях. Поэтому их можно объединить в одну группу статических масс-анализаторов.

3. Зависимость резонансной частоты колебания ионов в переменном электрическом поле от соотношения e/m .

4. Зависимость времени пролета (времени прохождения положительного иона между какими-либо точками пространства анализатора) от массы иона.

Приборы двух последних групп получили название динамических масс-спектрометров (масс-анализаторов).

Требуемая разрешающая способность масс-анализаторов, используемых для измерения парциальных давлений, обычно невысока — от 20 до 50, так как в состав остаточных газов входят в основном легкие газы. Чувствительность же приборов должна быть как можно выше, поскольку измерения проводятся в условиях высокого и сверхвысокого вакуума. Поэтому измерители парциальных давлений не могут заменить прецизионные масс-спектрометры, предназначенные для аналитических целей.

Рассмотрим принцип действия и устройство некоторых типов масс-спектрометров, применяемых для измерения парциальных давлений и массового анализа остаточных газов.

Глава 1. СТАТИЧЕСКИЕ МАСС-АНАЛИЗАТОРЫ

§ 1.1. Масс-спектрометры с магнитным разделением ионов

Широкое распространение получили масс-анализаторы с магнитным разделением ионов, схематическое устройство которых показано на рис. IV.1 и IV.2. Масс-спектрометр с углом отклонения 180° (рис. IV.1) является одной из самых ранних конструкций и состоит из следующих основных элементов: источника ионов 1, камеры анализатора 2, помещенной в однородное магнитное поле H , и коллектора ионов 3.

В камере источника ионов при давлении $\sim 10^{-5}$ мм рт. ст. происходит ионизация молекул остаточного газа электронами, вышедшими из накаливаемого катода и ускоренными до энергии в несколько сот электровольт. Образованные положительные ионы вытягиваются из источника через узкую щель, параллельную оси электронного пучка, и ускоряются до необходимой энергии. Но так как магнитное поле направлено перпендикулярно к плоскости чертежа, то ионы разной массы будут двигаться по круговым траекториям различной кривизны. Радиус траектории R определяется из условия равенства силы Лоренца F_L и центробежной силы инер-

ции F_H , действующих на ион, скорость которого нормальна к направлению вектора напряженности магнитного поля,

$$F_L = euH; \quad (IV.1)$$

$$F_H = \frac{mu^2}{R}, \quad (IV.2)$$

где u — скорость иона, определяемая пройденной разностью потенциалов V из уравнения

$$u = \sqrt{\frac{2e}{m} V}. \quad (IV.3)$$

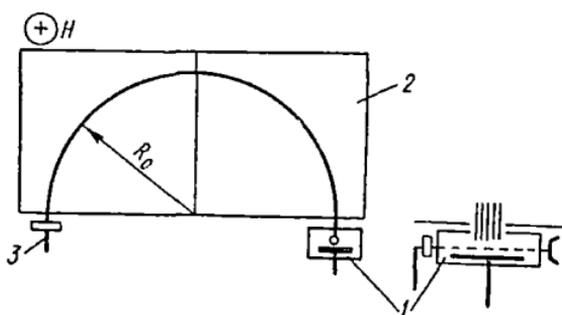


Рис. IV.1. Схема магнитного масс-анализатора с углом отклонения 180° .

Соотношения (IV.1) — (IV.3) позволяют получить выражение для радиуса траектории R

$$R = \frac{1}{H} \sqrt{\frac{2m}{e} V}, \quad (IV.4)$$

из которого видно, что радиус траектории иона при постоянных V и H прямо пропорционален корню квадратному из массы иона. Следовательно, в масс-спектрометре происходит разделение моноэнергетического пучка ионов по массам, и в приемник попадают только те ионы, радиус кривизны траектории которых $R=R_0$ (рис. IV.1). Изменяя радиус траектории иона, например регулируя напряженность магнитного поля, можно создать условия для попадания в приемник ионов с различными массами и получить спектр масс.

Спектр масс обычно расшифровывают по массовым числам, которые являются мерой массы атома и представляют собой ближайшие к массе ядра целые числа. По физической шкале масс за атомную единицу массы

(а. е. м.) принята $1/16$ часть массы атома основного изотопа кислорода O^{16} .

На рис. IV.2 показано устройство масс-анализатора с секторным магнитным полем. В приборах этого типа используется принцип фокусировки, согласно которому выходная щель источника ионов I , вершина секторного поля и входная щель коллектора $З$ лежат на одной прямой, а основной ионный луч падает нормально к границе сектора раздела.

Обычно угол φ секторного магнитного поля выбирается равным 60 или 90° .

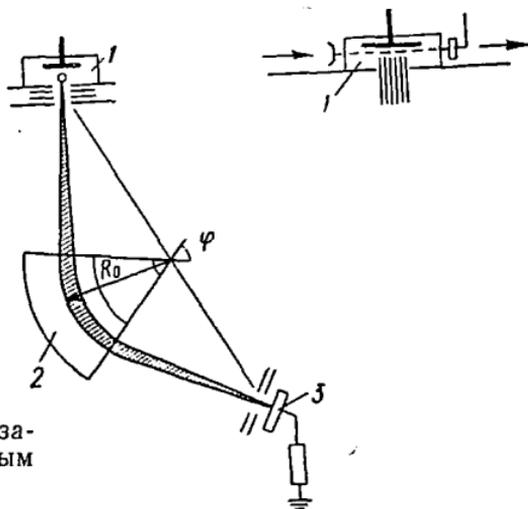


Рис. IV. 2. Схема масс-анализатора с секторным магнитным полем.

Такая система эквивалентна оптической собирающей линзе в сочетании с призмой, имеющей преломляющий угол φ , и позволяет осуществлять более совершенную фокусировку ионов.

Одним из основных параметров масс-анализаторов как измерителей парциальных давлений является разрешающая способность, которая характеризует возможность раздельной регистрации ионов, близких по массовым числам. Так как пики на спектре масс обычно не имеют совершенной формы из-за конечной ширины выходной щели источника ионов и входной щели коллектора, то разрешающая способность оценивается отношением $M/\Delta M$, где M — массовое число, а ΔM — ширина пика в единицах массовых чисел у основания пика с массой M .

Нетрудно показать, что для приведенных на рис. IV.1 и IV.2 масс-анализаторов теоретическое значение разрешающей способности выражается зависимостью

$$\frac{M}{\Delta M} = \frac{R_0}{s_1 + s_2} \quad (IV.5)$$

где s_1 и s_2 — ширины выходной щели источника ионов и входной щели коллектора. Однако теоретическая разрешающая способность представляет собой тот предел, к которому можно стремиться, но которого никогда нельзя достичь при настройке прибора. Это связано с неизбежными неточностями при юстировке ионно-оптической системы, наличием начального разброса анализируемых ионов по энергиям, нестабильностью питающего напряжения и т. д. Поэтому на реальных спектрограммах пики отдельных масс спадают до нулевой линии не резко, а с некоторым уширением, что затрудняет точное определение величины ΔM . На практике обычно принято измерять ширину пика на половине его высоты.

Другим важным параметром масс-анализатора как измерителя парциальных давлений является порог чувствительности. Он характеризуется минимальным парциальным давлением, при котором показания прибора превосходят уровень собственного шума в два раза. Численное значение порога чувствительности современных масс-спектрометрических измерителей парциальных давлений с магнитным разделением ионов достигает 10^{-10} мм рт. ст.

§ 1.2. Масс-анализатор с циклодальной фокусировкой (трохотрон)

Принцип работы трохотрона показан на рис. IV.3. Ионы, образованные в источнике 1, под действием скрещенных электрического и магнитного полей фокусируются по направлению и энергии (двойная фокусировка) и устремляются к коллектору 2. Если магнитное поле направлено вдоль оси z , а электрическое — вдоль оси y , то, записывая проекции уравнения движения иона

$$m\mathbf{a} = e\mathbf{E} + e[\mathbf{uH}] \quad (\text{IV.6})$$

на оси координат x и y , получаем

$$\left. \begin{aligned} m \frac{d^2x}{dt^2} &= eH \frac{dy}{dt} \\ m \frac{d^2y}{dt^2} &= eE - eH \frac{dx}{dt} \end{aligned} \right\}, \quad (\text{IV.7})$$

где m , e , u , a — масса, заряд, скорость и ускорение иона;

E — напряженность электрического поля;

H — напряженность магнитного поля;

t — время.

При выполнении начальных условий $t=0$, $x=y=0$, $u=u_0$ интегрирование дифференциальных уравнений (IV.7) приводит к параметрическому уравнению удлиненной циклоиды (трохоиды)

$$\left. \begin{aligned} x &= r\theta - \rho \sin \theta \\ y &= r - \rho \cos \theta \end{aligned} \right\}, \quad (\text{IV.8})$$

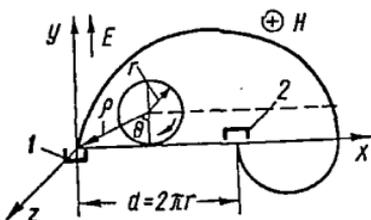


Рис. IV. 3. Траектория ионов в масс-анализаторе с циклоидальной фокусировкой (трохотроне).

которую будет описывать конец радиуса-вектора ρ при качении окружности радиуса r без скольжения вдоль оси Ox , причем

$$r = \frac{mE}{eH^2}, \quad \rho = r \sqrt{1 + \left(\frac{u_0 H}{E}\right)^2}, \quad (\text{IV.9})$$

а θ — угол между радиусом-вектором ρ и направлением оси Oy .

Из приведенной на рис. IV.3 траектории видно, что период трохойды d , т. е. расстояние от источника ионов до щели коллектора, для разрешаемого иона равен

$$d = 2\pi r = \frac{2\pi mF}{eH^2}. \quad (\text{IV.10})$$

Следовательно, развертку по массам в анализаторе с циклоидальной фокусировкой можно осуществлять изменением напряженности электрического или магнитного полей. Хотя величина радиуса-вектора ρ , как видно из выражения (IV.9), и зависит от начальной скорости иона, она не влияет на период трохойды. Поэтому начальный разброс энергий анализируемых ионов в трохотроне не будет влиять на величину теоретической разрешающей способности $M/\Delta M$, которая в данном случае оценивается из соотношения

$$\frac{M}{\Delta M} = \frac{d}{\Delta d} = \frac{d}{s_1 + s_2}, \quad (\text{IV.11})$$

где s_1 , s_2 — соответственно ширины выходной щели источника ионов и входной щели коллекторного устройства.

Преимуществом масс-анализаторов с циклоидальной фокусировкой по сравнению с другими статическими масс-спектрометрами, используемыми для измерения парциальных давлений, является довольно большая разрешающая способность (~ 100) при сравнительно небольших габаритах и более низкий порог чувствительности (10^{-11} — 10^{-12} мм рт. ст.). Кроме того, конструктивные особенности прибора позволяют использовать его для анализа молекулярного состава газов и легкоконденсирующихся веществ с молекулярным весом от 12 до 150 а. е. м.

Глава 2. ДИНАМИЧЕСКИЕ МАСС-АНАЛИЗАТОРЫ

§ 2.1. Общие замечания

Одним из недостатков магнитных статических масс-анализаторов, используемых для измерения парциальных давлений остаточных газов, является сложность присоединения их к вакуумной системе. Датчик такого прибора должен не только не изменять состава газа в откачиваемом объеме, но и правильно измерять его. Для этого масс-анализатор нужно присоединять к вакуумной системе непосредственно, избегая соединительных коммуникаций (вакуумпроводов), на которых всегда существуют перепады давлений. Это основное требование в ряде случаев не удается выполнить, поэтому в последние десятилетия были созданы более простые и удобные устройства, которые из-за наличия высокочастотного электрического поля получили название динамических масс-анализаторов. К ним относятся омегатрон, радиочастотный масс-спектрометр, электрический фильтр масс (квадрупольный масс-анализатор), времяпролетный, линейный резонансный масс-спектрометры и др.

Основные преимущества динамических масс-анализаторов — портативность, простота конструкции и надежность в работе.

§ 2.2. Омегатронный масс-анализатор (омегатрон)

Принцип работы омегатрона основан на использовании особенностей движения ионов различных масс под действием взаимно перпендикулярных (скрещенных) статического магнитного H и переменного электрического E полей (рис. IV.4). Когда частота вращения ионов в магнитном поле (циклотронная частота) $\omega_i = \frac{eH}{m}$ совпадает с частотой изменения электри-

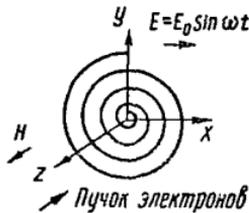


Рис. IV. 4. Схема расположения полей и траектория движения резонансного иона в омегатронном масс-анализаторе.

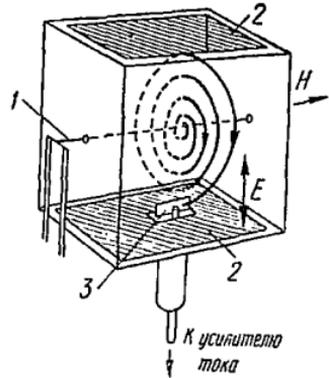


Рис. IV. 5. Устройство датчика омегатронного масс-анализатора.

ческого поля ω , то имеет место так называемый циклотронный резонанс и происходит разделение ионов по массам. В этом случае «резонансные» ионы движутся по спиральным траекториям, удаляясь от центра, и при подходящих условиях попадают на коллектор.

Схематическое устройство датчика омегатронного масс-анализатора показано на рис. IV.5. Пучок электронов 1, ускоренный до энергии в несколько сот электроновольт и сфокусированный осевым магнитным полем, попадает в камеру ионизации. Над и под пучком электронов находятся две пластины 2, к которым приложено переменное высокочастотное напряжение. Резонансные ионы, образованные на пути электронного пучка (вдоль оси прибора), двигаясь по спиральным траекториям, попадают на коллектор 3.

Если собственная частота вращения ионов отлична от частоты переменного напряжения, то они могут получать или отдавать свою энергию высокочастотному полю (в

зависимости от начальной фазы). При этом ионы будут то удаляться, то приближаться к центру анализатора и на коллектор не попадут. Плавно изменяя частоту генератора, можно создавать условия резонанса для ионов различной массы. В этом случае величина ионного тока на коллектор будет зависеть от парциального давления отдельных компонентов остаточного газа в вакуумной системе.

Разрешающая способность омегатронного измерителя парциальных давлений определяется по формуле

$$\frac{M}{\Delta M} = \frac{er_0 H^2}{2E_0 m}, \quad (\text{IV.12})$$

где r_0 — расстояние от центра анализатора до коллектора ионов;

H — напряженность магнитного поля;

E_0 — амплитудное значение напряженности высокочастотного электрического поля;

m — масса иона.

Из выражения (IV.12) видно, что разрешающая способность омегатрона прямо пропорциональна квадрату напряженности магнитного поля и обратно пропорциональна напряженности высокочастотного электрического поля и массе ионов. Практически величина H не изменяется (используются постоянные магниты) и выбирается равной нескольким тысячам эрстед. В этом случае типичная зависимость разрешающей способности и тока резонансных ионов I_i от напряженности высокочастотного поля E_0 имеет вид, показанный на рис. IV.6.

Полная длина пути L резонансного иона до попадания на коллектор определяется из выражения

$$L = \frac{er_0^2 H^2}{E_0 m} = 2r_0 \frac{M}{\Delta M}. \quad (\text{IV.13})$$

При разрешающей способности ~ 20 и расстоянии от центра до коллектора ионов $r_0 = 1,5$ см путь L достигает 60 см. Поэтому омегатрон устойчиво работает только при давлениях ниже 10^{-5} мм рт. ст., когда средняя длина свободного пути иона λ_i превышает величину L . При более высоких давлениях могут иметь место столкновения

ионов с атомами остаточного газа, приводящие к рассеиванию ионов и искажению показаний прибора. Нижний предел измеряемых омегатронами парциальных давлений отдельных газов в условиях хорошего вакуума достигает 10^{-12} мм рт. ст., а разрешающая способность может быть доведена до 100.

Типичный спектр масс остаточного газа, полученный с помощью омегатрона, показан на рис. IV.7. Как видно из рисунка, омегатрон иногда регистрирует ложные пики на массах $M/2$. Например, пары воды H_2O^+ ,

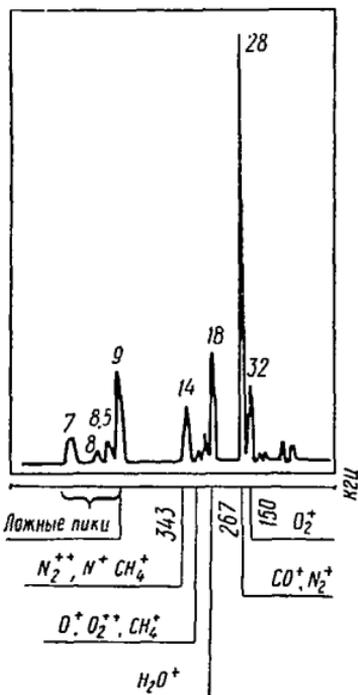
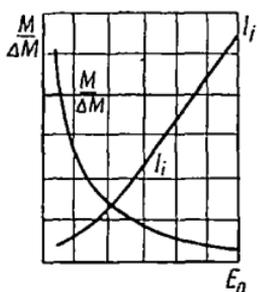


Рис. IV. 6. Типичная зависимость разрешающей способности $M/\Delta M$ и тока резонансных ионов I_i омегатрона от величины напряженности высокочастотного поля.

Рис. IV. 7. Спектр масс остаточных газов, полученный с помощью омегатрона.

кроме пика 18, дают пик 9. Для отделения ложных пиков используют их монотонную зависимость от амплитудного значения высокочастотного напряжения, в то время как истинные пики зависят от E_0 резонансно.

§ 2.3. Радиочастотный масс-анализатор

В радиочастотном масс-анализаторе разделение ионов по массам происходит при движении последних через систему электродов-сеток, к которым приложено высокочастотное напряжение (рис. IV.8). Ионы, вышед-

шие из источника I и имеющие начальную энергию V_0 , попадают в пространство с несколькими группами сеток 2 по три в каждой. Между крайними сетками каждой группы и центральной сеткой приложено высокочастотное напряжение. При движении ионов в области действия высокочастотного поля, в зависимости от момента прихода иона в это пространство (или начальной фазы иона), одна часть их будет испытывать дополнительное ускорение, а другая, наоборот, тормозиться. Пройти через всю систему сеток и преодолеть задерживающее поле у кол-

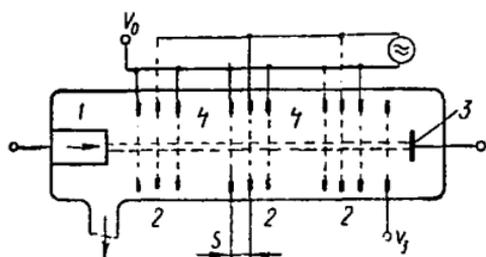
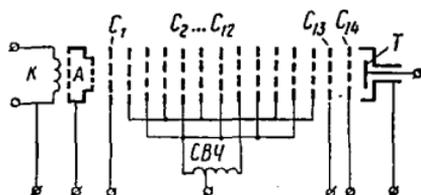


Рис. IV. 8. Схематическое устройство датчика радиочастотного масс-анализатора.

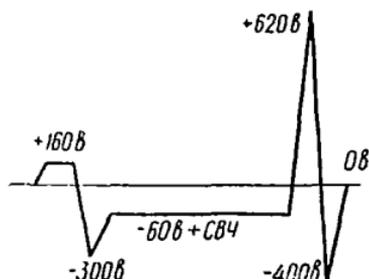


Рис. IV. 9. Расположение электродов и распределение потенциала вдоль оси датчика топа-трона.

лектора 3 смогут только ионы, накопившие в высокочастотном поле определенную дополнительную энергию. Расчет показывает, что дополнительная энергия имеет резкий максимум для ионов определенной (резонансной) массы, удовлетворяющей соотношению

$$M = \frac{2\pi^2 V_0}{\omega^2 s^2}, \quad (\text{IV.14})$$

где M — массовое число иона;

V_0 — начальная энергия иона;

ω — круговая частота переменного напряжения;

s — расстояние между крайними и средней сеткой.

Для увеличения разрешающей способности между группами сеток вводится пространство 4 , свободное от

поля (дрейфовое пространство). Это приводит к тому, что нерезонансные ионы с массами, близкими к резонансной, накопившие в первой группе сеток достаточную энергию, попадают в последующие группы секций уже не в фазе и не достигают коллектора \mathcal{Z} .

Разрешающая способность радиочастотного масс-анализатора определяется в основном разбросом начальных энергий ионов и в трехкаскадном варианте изменяется от 20 до 100, а рабочий диапазон давлений 10^{-4} — 10^{-8} мм рт. ст.

Как видно из формулы (IV.14), развертка по спектру масс в радиочастотном масс-анализаторе может осуществляться или посредством изменения частоты, или посредством изменения начальной энергии ионов.

Одна из разновидностей радиочастотного масс-анализатора, получившая название топатрон, может быть использована для измерения не только парциальных давлений отдельных компонентов, но и полного давления газовой смеси (рис. IV.9). Здесь все 14 сеток расположены равномерно по длине между ионизационной камерой A и коллектором T . Корпус камеры A находится при положительном потенциале по отношению к катоду K (~ 160 в), а сетка C_1 имеет отрицательный потенциал (~ -300 в). Поэтому ионный ток в цепи этой сетки будет пропорционален общему давлению газа в вакуумной системе, аналогично тому, как это имело место в ионизационном манометре с положительной сеткой. Но так как сетка C_1 обладает некоторой прозрачностью, то часть ионов проходит в пространстве анализатора, сетки которого C_2 — C_{12} образуют пять трехсеточных каскадов; к ним можно прикладывать регулируемое высокочастотное напряжение для разделения ионов по массовым числам. Положительно заряженная сетка C_{13} пропустит резонансные ионы, получившие максимальную энергию от переменного поля, а также вторичные электроны, выбитые быстрыми ионами из сетки C_{12} . Чтобы предотвратить попадание на коллектор T вторичных электронов, на сетку C_{14} подается отрицательный потенциал (~ -400 в).

Разрешающая способность топатрона достигает 40—50, диапазон измеряемых масс — от 2 до 100, рабочее давление — 10^{-3} — 10^{-7} мм рт. ст.

§ 2.4. Импульсный времяпролетный масс-анализатор

Времяпролетные масс-анализаторы применяются для анализа состава газов и измерения парциальных давлений в высоком и сверхвысоком вакууме с регистрацией спектра масс посредством фото- и киносъемки. Схематическое устройство

этих приборов приведено на рис. IV.10.

Ионы, образованные в ионизационной камере 4 электронами, вышедшими из катода 2, выталкиваются из

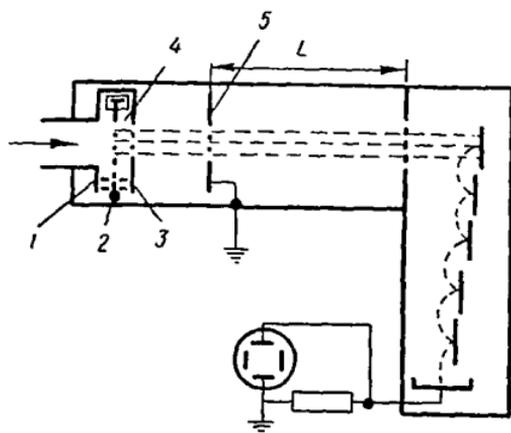


Рис. IV. 10. Устройство времяпролетного масс-анализатора.

нее под действием импульса напряжения, приложенного между электродами 1 и 3, и попадают в ускоряющее электрическое поле между сетками 3 и 5. В этой области все ионы, независимо от массы, получают одинаковую энергию и попадают в пространство, свободное от электрического поля (пространство дрейфа), где и происходит разделение по массам.

Механизм разделения по массам сводится к тому, что для ионов одной и той же энергии время пролета τ расстояния L зависит от массы иона. В самом деле, так как скорость иона

$$u = \sqrt{\frac{2eV}{m}},$$

то

$$\tau = \frac{L}{u} = L \sqrt{\frac{m}{2eV}}, \quad (IV.15)$$

где V — ускоряющая ионы разность потенциалов. Таким образом, более легкие частицы пройдут путь L быстрее тяжелых, и на выходе области дрейфа образуются пакеты ионов одинаковых масс, которые через различные про-

межутки времени поступят на вход фотоумножителя и создадут на сопротивлении нагрузки последнего коротковременные импульсы напряжения, фиксируемые с помощью осциллографа.

Синхронизируя частоту регистрации сигналов на экране осциллографической трубки с частотой следования выталкивающих из ионного источника импульсов, получают развертку спектра масс, который можно регистрировать при помощи фото- и киносъемки.

Разрешающая способность времяпролетного масс-анализатора не менее 30, диапазон регистрируемых масс — от 1 до 250 а. е. м., рабочий диапазон давлений — от $1 \cdot 10^{-5}$ до $1 \cdot 10^{-9}$ мм рт. ст.

§ 2.5. Квадрупольный масс-анализатор

Квадрупольный масс-анализатор, или электрический фильтр масс, представляет собой прибор, в котором разделение ионов по массам осуществляется в поле электрического квадруполя (четырёхэлектродного конденсатора). Принципиальная схема устройства показана на рис. IV.11. Анализируемый газ ионизируется в камере 1, и ионы через входную диафрагму 2 попадают в поле квадруполя, образованного четырьмя металлическими параллельными стержнями 3 круглого или гиперболического сечения.

К стержням анализатора, соединенным попарно, прикладываются постоянное V_0 и переменное $V_m \cos \omega t$ напряжения. В результате разность потенциалов между соседними стержнями квадруполя имеет вид

$$V = V_0 + V_m \cos \omega t, \quad (\text{IV.16})$$

где V_m — амплитудное значение высокочастотного напряжения.

Описанная система представляет собой квадрупольный конденсатор, электрическое поле которого имеет гиперболическую форму. Под влиянием высокочастотной составляющей электрического поля ионы совершают колебательные движения, причем амплитуда колебаний зависит от удельной массы иона m/e и величины напряжений V_0 и V_m на стержнях квадруполя. При определенном соотношении постоянной составляющей V_0 и амплитудного значения высокочастотного напряжения V_m мож-

но реализовать условия, при которых однозарядные ионы одной массы будут совершать колебания с ограниченной амплитудой вокруг оси системы и, двигаясь поступательно, достигнут коллектора. Амплитуда колебаний ионов других масс при этом будет нарастать, и рано или поздно они попадут на стержни и выйдут из игры.

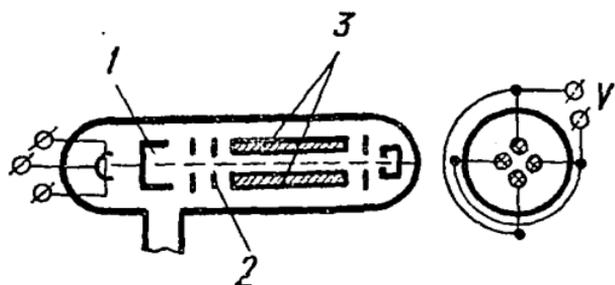


Рис. IV. 11. Принципиальная схема квадрупольного масс-анализатора.

Расчет показывает, что массу ионов, проходящих через квадруполь-анализатор, можно определить по формуле

$$m = \frac{eV_m}{7,06r_0^2f}, \quad (IV.17)$$

где r_0 — расстояние между вершиной стержней и осью симметрии;

f — частота переменного напряжения.

Из формулы (IV.17) видно, что развертка спектра масс может быть осуществлена изменением частоты f или напряжения V_m , причем отношение постоянной составляющей V_0 к амплитуде высокочастотного напряжения V_m должно оставаться неизменным для всего диапазона масс.

Разрешающая способность квадрупольного масс-анализатора оценивается по формуле

$$\frac{M}{\Delta M} = 4,2 \cdot 10^{-10} f^2 L^2 \frac{M}{V_y}, \quad (IV.18)$$

где f — частота, гц;

L — длина одного стержня, м;

M — массовое число иона, а. е. м.;

V_y — ускоряющее напряжение на входной диафрагме, в.

Практическая величина разрешающей способности промышленных квадрупольных масс-анализаторов обыч-

но равна 80—100, а в некоторых лабораторных образцах достигает 1000.

В отличие от других приборов, квадрупольный масс-анализатор не критичен к начальной энергии анализируемых ионов. Это позволяет применить в нем источник ионов с холодным катодом и, таким образом, повысить верхний уровень давлений до 10^{-3} мм рт. ст.

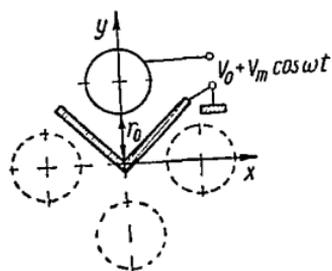


Рис. IV. 12. Электродная система однополярного масс-анализатора.

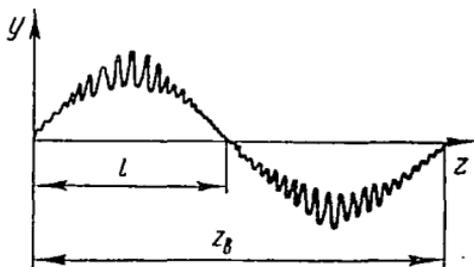


Рис. IV. 13. Волна биений и высокочастотные колебания ионов в поле квадрупольного анализатора.

К достоинствам квадрупольного масс-анализатора следует также отнести наличие линейной шкалы масс с равномерным разрешением пиков через $\Delta M = 1$. Применение на выходе прибора вторичного электронного умножителя позволяет получить очень высокую чувствительность к парциальным давлениям, вплоть до 10^{-15} мм рт. ст.

Разновидностью квадрупольного масс-анализатора является однополярный (монополярный) масс-анализатор, воспроизводящий одну четверть квадруполя. Его электродная система (рис. IV.12) состоит из одного стержня и углового электрода, имитирующего плоскость симметрии квадруполя. К стержню прикладываются постоянное V_0 и высокочастотное напряжения с амплитудой V_m , а угловой электрод заземлен. Анализ решения уравнения движения ионов в такой системе приводит к следующим выводам:

1. В направлении оси z ионы проходят через анализатор, сохраняя ту скорость, которая была у них по выходе из источника.

2. Движение ионов имеет характер биений, длина волны и фаза которых не зависят от начальных условий для данного иона.

3. Внутри волны биений имеют место высокочастотные колебания, которые совершаются по одну сторону от оси z . Характер этих колебаний показан на рис. IV.13.

Очевидно, что ион может пройти поле анализатора, если его максимальное отклонение вдоль оси y будет меньше расстояния r_0 , а длина поля короче половины длины волны биений z_b . При этом интервал изменения предельных фаз должен удовлетворять условие

$$(2n - 1)\pi < \omega t_0 < 2n\pi, \quad n = 1, 2, 3, \dots$$

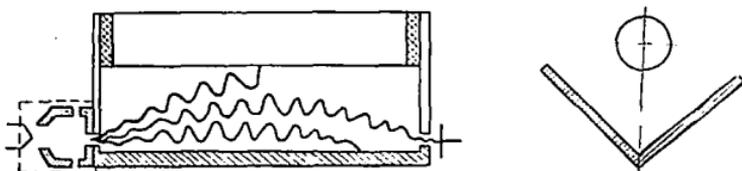


Рис. IV.14. Траектория движения ионов в однополярном масс-анализаторе.

Ионы, входящие в анализатор с другими начальными фазами, уже через очень малый промежуток времени, соответствующий одному или двум периодам высокочастотного напряжения, попадают на стержень или уголкового электрод.

Для осуществления развертки по массам можно изменять частоту переменного напряжения f или V_0 и V_m (при постоянном соотношении V_0/V_m). При этом ионы, инжектируемые в пространство анализатора и имеющие стабильную траекторию, проходят на коллектор (рис. IV.14), а ионы с нестабильными траекториями после нескольких колебаний попадают на электроды и выходят из игры.

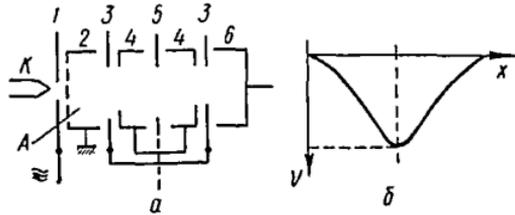
Преимуществом однополярного масс-анализатора по сравнению с квадрупольным электрическим фильтром масс является простота конструкции, улучшенная разрешающая способность (обычно $M/\Delta M > 100$) при меньших значениях V_0 , V_m и ослабленных требованиях к стабильности питающих напряжений, причем высота пиков спектра масс практически не зависит от отношения V_0/V_m . Это существенно упрощает электронную аппаратуру, но несколько снижает диапазон анализируемых тяжелых масс.

§ 2.6. Линейный резонансный масс-анализатор (фарвитрон)

По принципу действия линейный резонансный масс-анализатор напоминает описанный выше омегатрон, поскольку в нем разделение по массам происходит также в результате резонансного процесса между положительными ионами и высокочастотным полем. Но если в омегатроне колебательные движения ионов происходят вслед-

Рис. IV. 15. Принципиальная схема датчика фарвитрона:

a — электродная система; *б* — распределение потенциала вдоль оси датчика в пространстве дрейфа.



ствие применения магнитного поля, то в фарвитроне это достигается за счет электростатического поля специфической конфигурации.

На рис. IV.15, *a* показана принципиальная схема датчика фарвитрона, а на рис. IV.15, *б* — распределение потенциала вдоль оси системы электродов прибора.

Электроны, эмиттируемые катодом *K*, проходят через модулирующий электрод *1* и, совершая колебания около электрода *2*, производят ионизацию газа в камере *A*. Возникающие ионы ускоряются напряжением, приложенным к электродам *3* и *4*, и в силу выбранного распределения потенциала совершают колебательные движения около центрального электрода *5*. Расчет показывает, что частота колебаний ионов f в потенциальной яме параболической формы определяется по формуле

$$f = C \sqrt{\frac{eV}{m}}, \quad (\text{IV.19})$$

где C — постоянная, а V — напряжение на центральном электроде *5*. Отсюда видно, что каждый сорт ионов будет иметь характерную для него собственную частоту колебаний.

Если теперь импульсно вводить новые порции ионов синфазно с колебанием ионов определенной массы, то их количество будет увеличиваться (появится колеблющееся облако положительного пространственного заря-

да) и в цепи коллектора b начнет индуцироваться наведенный ток, зависящий от величины пространственного заряда. Для ионов других масс условия синфазности поступления новых порций ионов соблюдаться не будут, и они образуют постоянный (размазанный) по плотности пространственный заряд, создающий слабый фон в цепи коллектора.

Синфазное поступление ионов в пространство взаимодействия анализатора осуществляется путем подачи на электрод 1 небольшого по величине переменного напряжения, частота которого совпадает с частотой колебания ионов данной массы.

Развертку спектра по массам получают изменением частоты подаваемого на электрод 1 напряжения. При этом последовательно создаются условия для образования сгустков ионов с различными массами, и наведенный ток в цепи коллектора будет пропорционален количеству ионов данной массы. Спектр масс в фарвитроне обычно регистрируется с помощью осциллографической трубки, на вертикальную пару пластин которой подается усиленный импульс напряжения из сопротивления в цепи коллектора, а на горизонтальную — напряжение развертки, синхронизированное с изменением частоты на электроде 1 . Так как обычно спектр масс регистрируется с частотой развертки 50 гц, то с помощью линейного резонансного анализатора можно вести наблюдение за быстро изменяющимися процессами сразу по всему спектру масс.

Разрешающая способность линейных анализаторов невелика (обычно $10-20$) и в первом приближении пропорциональна отношению амплитуд постоянного (на электроде 5) и переменного (на электроде 1) напряжений.

Линейный резонансный анализатор нельзя называть измерителем парциальных давлений в строгом смысле этого слова, так как при сравнительно больших парциальных давлениях пространственный заряд сильно искажает ход градуировочных кривых. Им могут быть зарегистрированы компоненты остаточных газов, давление которых составляет не менее 3% общего давления в рабочем интервале от 10^{-5} до 10^{-8} мм рт. ст.

В спектре масс линейного резонансного анализатора в процессе работы могут возникать ложные пики, соот-

ветствующие массовым числам, которые в четыре раза больше или меньше измеряемой массы, но их величина обычно не превышает 20% основного пика.

Несмотря на невысокую разрешающую способность и отмеченные недостатки, линейный резонансный масс-анализатор является удобным индикатором парциальных давлений и находит широкое применение в связи с простотой конструкции и возможностью анализа быстро изменяющихся процессов, когда известен качественный состав остаточных газов.

Глава 3. ГРАДУИРОВКА ИЗМЕРИТЕЛЕЙ ПАРЦИАЛЬНЫХ ДАВЛЕНИЙ

§ 3.1. Градуировка по эталонным смесям газов

Непосредственно измерять парциальные давления описанными выше приборами можно только при общем давлении в системе ниже 10^{-4} мм рт. ст. Поэтому при проведении газового анализа в области высоких давлений ($760-10^{-4}$ мм рт. ст.) приходится прибегать к использованию способов понижения давления, подобно тому как это было сделано при градуировке вакуумметров (см. раздел III, § 7.1).

Пусть в объеме b (рис. IV.16) находится исследуемая смесь газов при давлении $p_1 > 10^{-4}$ мм рт. ст. Соединив объемы b и l (меньших размеров) вакуумпроводом 4 с калиброванной пропускной способностью U_1 , а объем l через вакуумпровод 3 (пропускная способность U_2) с вакуумным насосом 2, при выполнении условия $U_2 \ll S_n$, где S_n — быстрота действия насоса, можно записать равенство потоков в вакуумпроводах 3 и 4

$$(p_1 - p_2) U_1 = p_2 U_2, \quad (\text{IV.20})$$

откуда, если $p_1 \gg p_2$, имеет

$$p_2 = p_1 \frac{U_1}{U_2}. \quad (\text{IV.21})$$

Отношение пропускных способностей U_1/U_2 в выражении (IV.21) можно легко сделать равным $10^{-3}-10^{-6}$. Следовательно, во столько же раз снизится давление p_2

в объеме l , к которому подключается масс-анализатор.

При молекулярном режиме течения газов отношение U_1/U_2 не зависит от давления и молекулярного веса газа (см. выражение (I.58)). Тогда парциальное давление каждой компоненты смеси в объеме l будет пропорционально ее парциальному давлению в камере b , а процентный состав смеси останется таким же, как и в исследуемом объеме.

При проведении массового анализа на описанной уста-

новке необходимо предварительно проградуировать ее по каждому газу, входящему в анализируемую смесь, или оценить чувствительность масс-анализатора к различным газам расчетным путем, воспользовавшись зависимостью эффективной ионизации s_e от энергии электронов для различных газов.

В первом случае, заполнив каким-либо газом объем b , определяют абсолютную чувствительность A масс-анализатора по формуле

$$A = \frac{I_n}{p_n}, \quad (IV.22)$$

где I_n — ионный ток в максимуме пика анализируемой массы;

p_n — парциальное давление компоненты смеси газов в объеме b , определяемое манометром 5 .

Градуировка производится по каждому газу, входящему в анализируемую смесь, с применением стандартных многокомпонентных смесей газов с известным составом.

Полезным является также исследование зависимости абсолютной чувствительности A для каждой компоненты смеси газов от давления в системе напуска. При выпол-

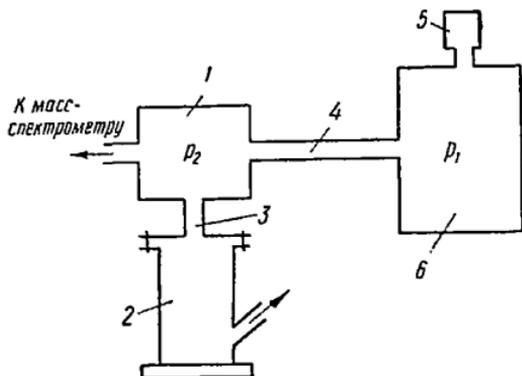


Рис. IV.16. Схема установки, иллюстрирующей метод понижения давления.

нении равенства (IV.21) эта зависимость должна быть линейной.

Градуировка масс-анализаторов при давлениях ниже 10^{-5} мм рт. ст. может проводиться при непосредственном присоединении прибора к объему с исследуемой смесью газов, так как потребность в применении схемы, показанной на рис. IV.16, для понижения давления теперь уже отпадает.

§ 3.2. Оценка чувствительности масс-анализаторов к различным газам расчетным путем

Если проградуировать масс-анализатор описанным выше методом по всем компонентам невозможно, но известна абсолютная чувствительность A_0 только к одной компоненте, принятой в спектре масс анализируемой смеси за стандартную, то чувствительность прибора к другим газам можно оценить расчетным путем.

В каждом масс-анализаторе или имеется автономный источник ионов (статические масс-анализаторы; динамические: пролетный, квадрупольный, топатрон и др.), или ионизация газа производится пучком электронов вдоль оси камеры анализатора (омегатрон, фарвитрон). И в первом и во втором случае общее число ионов n_i , образованных n_e электронами, вышедшими из катода и прошедшими расстояние L при давлении p , равно

$$n_i = n_e s_e p L,$$

где s_e — эффективность ионизации, определение которой дано в § 6.3 раздела III, а ее зависимость от энергии электронов для различных газов показана на рис. III.54.

Так как величина (высота) пика I_n любой массы в спектре масс-анализатора пропорциональна n_i , то можно записать

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{n_{i1}}{n_{i2}} = \frac{s_{e1}}{s_{e2}} \cdot \frac{p_1}{p_2}, \quad (\text{IV.23})$$

где s_{e1} , s_{e2} — эффективности ионизации газов массы m_1 и m_2 , взятые при одной и той же энергии электронов V_e ;

p_1 и p_2 — парциальные давления газов в смеси.

Таким образом, зная отношение высот пиков I_1 и I_2 (из масс-спектрограммы) и эффективность ионизации s_{e1} и s_{e2} из таблиц или кривых зависимостей $s_e = f(V_e)$, можно определить отношение парциальных давлений отдельных компонент газов. При известной калибровочной чувствительности $A_0 = I_0/p_0$ для стандартной массы m_0 сначала оценивают отношение I_0/I_1 и находят парциальное давление p_1 газа массы m_1 , а затем из (IV.23) p_2 и т. д. по всему спектру масс.

ПРИЛОЖЕНИЕ

В приложение включены, помимо известных физических констант, сведения о вакуумных насосах и вакуумметрах, выпускаемых в СССР. Наряду с новыми промышленными образцами приведены характеристики тех видов вакуумных изделий, выпуск которых уже прекращен, но которые могут еще длительное время находиться в эксплуатации как в лабораторных условиях, так и в условиях вакуумных производств.

Таблица I
Основные физические константы
(округленные значения)

Наименование величины	Численное значение постоянной	
	в системе СИ	в системе СГС
Абсолютный нуль температуры	-273°C	-273°C
Нормальное ускорение падающих тел g	$9,81 \text{ м/сек}^2$	981 см/сек^2
Число Авогадро N_A (число молекул в одном моле вещества)	$6,02 \cdot 10^{26} \text{ кмоль}^{-1}$	$6,02 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}$
Число Лошмидта n_a (число молекул в единице объема при нормальных условиях -0°C , 760 мм рт. ст.)	$2,69 \cdot 10^{25} \text{ м}^{-3}$	$2,69 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$
Постоянная Больцмана k	$1,38 \cdot 10^{-23} \text{ дж/град}$	$1,38 \cdot 10^{-16} \text{ эрг/град}$
Постоянная Стефана — Больцмана σ	$5,67 \cdot 10^{-8} \text{ вт/(м}^2 \cdot \text{град}^4)$	$5,67 \cdot 10^{-5} \text{ эрг/(см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{град}^4)$ $1,36 \cdot 10^{-12} \text{ кал/(см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{град}^4)$
Объем одного моля любого газа при нормальных условиях V_0	$22,4 \text{ м}^3/\text{кмоль}$	$22,4 \text{ л/моль}$
Заряд электрона e	$1,6 \cdot 10^{-19} \text{ к}$	$4,8 \cdot 10^{-10} \text{ СГСЭ}$ $1,6 \cdot 10^{-20} \text{ СГСМ}$
Масса покоящегося электрона m	$9,8 \cdot 10^{-31} \text{ кг}$	$9,1 \cdot 10^{-28} \text{ г}$
Удельный заряд электрона e/m	$1,76 \cdot 10^{11} \text{ к/кг}$	$5,27 \cdot 10^{17} \text{ СГСЭ/г}$ $1,76 \cdot 10^7 \text{ СГСМ/г}$
Масса атома водорода (протона) m_p	$1,67 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$	$1,67 \cdot 10^{-24} \text{ г}$
Отношение массы протона к массе электрона	1836,5	1836,5
Универсальная газовая постоянная R_0	$8,32 \cdot 10^3 \text{ дж/град} \cdot \text{кмоль}$	$8,32 \cdot 10^7 \text{ эрг/град} \cdot \text{моль}$ $1,99 \text{ кал/град} \cdot \text{моль}$ $0,85 \text{ л} \cdot \text{ат/град} \cdot \text{моль}$

Таблица II

Соотношение основных единиц давления в системе СИ с единицами других систем и внесистемными

Единицы других систем и внесистемные	Единицы СИ
1 бар	10^5 н/м^2
1 дина/см ² } 1 мкбар } 1 кг/м ² } 1 кг/см ² } 1 ат (техническая атмосфера) } 1 атм (физическая атмосфера) } 1 мм рт. ст. } 1 мм вод.ст. } 1 пьеза (pz) } 1 паскаль (Pa) } 1 миллипьеза (mpz) }	$0,1 \text{ н/м}^2$ $9,81 \text{ н/м}^2$ $9,81 \cdot 10^4 \text{ н/м}^2$ $1,01 \cdot 10^5 \text{ н/м}^2$ $133,32 \text{ н/м}^2$ $9,81 \text{ н/м}^2$ 10^3 н/м^2 1 н/м^2

Таблица III

Некоторые константы газов и паров

Газ	Молекулярный вес (O=16)	Масса молекулы ($\times 10^{-24}$), г	Произведение длины среднего свободного пути на давление λp , м·мм рт. ст.		Диаметр молекулы ($\times 10^{-6}$), м
			при $t=20^\circ\text{C}$	при очень высоких температурах	
Водород (H ₂)	2,0156	3,35	$8,81 \cdot 10^{-1}$	$10,56 \cdot 10^{-1}$	2,74
Гелий (He)	4,002	6,64	$13,32 \cdot 10^{-1}$	$16,0 \cdot 10^{-1}$	2,14
Воздух	28,8	47,6	$4,46 \cdot 10^{-1}$	—	3,17
Неон (Ne)	20,183	33,5	$9,4 \cdot 10^{-1}$	$11,19 \cdot 10^{-1}$	2,59
Азот (N ₂)	28,016	46,5	$4,5 \cdot 10^{-1}$	$6,1 \cdot 10^{-1}$	3,72
Кислород (O ₂)	32	53,1	$4,82 \cdot 10^{-1}$	$6,87 \cdot 10^{-1}$	3,6
Аргон (Ar)	39,944	66,2	$4,73 \cdot 10^{-1}$	$7,03 \cdot 10^{-1}$	3,39
Оксид углерода (CO ₂)	44,01	46,5	$4,48 \cdot 10^{-1}$	$6,02 \cdot 10^{-1}$	3,8
Пары ртути (Hg)	200,16	334	$2,2 \cdot 10^{-1}$	$9,5 \cdot 10^{-2}$	4,97

Таблица IV
**Основные характеристики
 некоторых типов вращательных
 пластинчатых насосов**

Характеристика	Тип и марка насоса			
	Пластинчато-роторный		Пластинчато-статорный	
	ВН-494	ВН-0,1	ВН-461М	РВН-20
Число ступеней	2	2	2	2
Средняя быстрота действия, <i>л/сек</i>	0,21	0,1	0,78	2,6
Предельный вакуум, <i>мм. рт. ст.</i>	$1 \cdot 10^{-2}$	$3 \cdot 10^{-2}$	$1 \cdot 10^{-2}$	$1 \cdot 10^{-2}$
Число оборотов ротора в минуту	360	1400	540	450
Рабочая жидкость	Вакуумное масло ВМ-4 или ВМ-6			
Количество масла, заливаемого в насос, <i>л</i>	1,5	—	2,3	0,5
Мощность электродвигателя, <i>квт</i>	0,6	0,12	0,6	0,8
Габаритные размеры насоса, <i>мм</i> :				
длина	437,0	306,0	530,0	613,0
ширина	300	135	300	320
высота	325	170	415	430
Вес насоса с электродвигателем, <i>кг</i>	34	8,25	64	110

Таблица V

Основные характеристики газобалластных насосов малой производительности

Тип насосов	Марка насоса	Число ступеней	Средняя бы-строта действия, л/сек	Предельное давление, мм рт. ст.		Допустимое парциальное давление паров воды на входе, мм рт. ст.	Число оборотов в 1 мин	Рабочая жид-кость	Коли-чество масла, заливае-мого в насос, л	Мощ-ность элек-тро-двигателя, квт	Вес насоса с элек-тродви-гателем, кг
				с газо-балластом	без газо-балласта						
Пластинчато-роторные	ВН-08Г	2	0,78	$1 \cdot 10^{-2}$	$1 \cdot 10^{-2}$	14	540	ВМ-4 или	2,3	0,6	64
	(ВН-461МГ)	2	0,25	$1 \cdot 10^{-2}$	$5 \cdot 10^{-2}$	17,6	450		0,85	0,18	16,5
	ВН-0,25-2	1	0,5	$8 \cdot 10^{-1}$	$3 \cdot 10^{-2}$	»	»		0,75	0,18	18
	ВН-0,5-1	2	0,5	$1 \cdot 10^{-2}$	$5 \cdot 10^{-2}$	»	»		1,2	0,27	26,5
Пластинчато-статорные	ВН-1-1	1	1	$8 \cdot 10^{-1}$	$5 \cdot 10^{-2}$	»	»	ВМ-6 » » »	1,2	0,27	26
	ВН-1-2	2	1	$1 \cdot 10^{-2}$	$5 \cdot 10^{-2}$	»	»		2,3	0,4	38
	ВН-3-1	1	3	$8 \cdot 10^{-1}$	$5 \cdot 10^{-2}$	»	»		2	0,4	37,5
	ВН-3-2	2	3	$1 \cdot 10^{-2}$	$5 \cdot 10^{-2}$	»	»		4,7	0,6	67,5

Таблица VI
Физико-химические характеристики
масел для вращательных
механических насосов

Характеристика	Сорт масла	
	ВМ-4	ВМ-6
Исходное сырье	Машинное масло СУ	Машинное масло С
Фракционный состав ¹ (пределы температур дистилляции, °С)		
Начало	130	140—165
Конец (90%)	245	Не выше 190—210
Термоокислительная стабильность ² , оцениваемая по увеличению вязкости при 50°С, %	95—110	15—50
Гигроскопичность (влагодостойчивость), %	0,60—0,80	0,20—0,30
Упругость пара при 20°С, мм рт. ст.	$5 \cdot 10^{-6}$ — $1 \cdot 10^{-5}$	$1 \cdot 10^{-8}$ — $3 \cdot 10^{-7}$
Температура, при которой упругость пара равна $1 \cdot 10^{-2}$ мм рт. ст., °С	95—110	105—130
Кинематическая вязкость, м ² /сек		
при 20°С	$(370 \div 385) \cdot 10^{-6}$	$(165 \div 215) \cdot 10^{-6}$
при 50°С	$(47 \div 57) \cdot 10^{-8}$	$(30 \div 40) \cdot 10^{-6}$
при 100°С	$(8 \div 11) \cdot 10^{-6}$	$(6 \div 8) \cdot 10^{-6}$
Температура вспышки, °С	206—230	220—230
Температура застывания, °С	—20	—15

¹ Определяется разгонкой исходного сырья в стандартной аппаратуре при давлении остаточных газов 0,1 мм рт. ст. и скорости дистилляции, равной 30 каплям в минуту.

² 200 см³ масла прогревают при 200°С в течение пяти часов, пропуская через него воздух со скоростью 1 л/мин.

Таблица VII

Основные характеристики металлических паротрубных насосов

Марка насоса	Число ступеней	Рабочий диапазон давлений, мм рт. ст.	Быстрота действия насоса по воздуху, л/сек	Количество ртути, см ³	Расход охлаждающей воды, л/час	Мощность электронагревателя, кВт	Диаметр входного патрубка, мм	Наибольшее выпускное давление, мм рт. ст.	Вес насоса, кг	Необходимая быстрота откачки насоса предельного разрежения, л/сек
Н-5Р	2	$1 \cdot 10^{-7}$ — $5 \cdot 10^{-2}$	8—10 (при $6 \cdot 10^{-6}$ $8 \cdot 10^{-4}$ мм. рт. ст.)	20	30	0,3	35	0,6	2,6	0,2
Н-10Р	3	$1 \cdot 10^{-7}$ — $2 \cdot 10^{-2}$	15—20	35	7	0,2	38	2,5	1,9	0,4
Н-50Р	»	$1 \cdot 10^{-7}$ — $1 \cdot 10^{-2}$	50—70	250	25	0,35	60	2,5	3,1	0,35
Н-5СР	»	$1 \cdot 10^{-7}$ — $2 \cdot 10^{-3}$	600	500	200	1,7	160	2,0	70	1,5
ДРН-50	»	$1 \cdot 10^{-7}$ —1,0	300 при 10^{-1} мм рт. ст.	250	300	2,5	50	15—20	25	0,4
ЭН-100Р	»	$1,5 \cdot 10^{-6}$ —1,0	100 при 10^{-1} мм рт. ст.	1500	400	4	80	50	96	0,6

Таблица VIII
**Основные характеристики
 металлических паромасляных насосов
 с воздушным охлаждением**

Характеристика	Марка насоса	
	ДМН-20	НВО-40М
Рабочий диапазон давлений, <i>мм рт. ст.</i>	$1 \cdot 10^{-5} - 2 \cdot 10^{-4}$	$5 \cdot 10^{-6} - 1 \cdot 10^{-3}$
Средняя быстрота действия, <i>л/сек</i>	20	40
Предельный вакуум, <i>мм рт. ст.</i>	$\leq 5 \cdot 10^{-6}$	$\leq 5 \cdot 10^{-6}$
Наибольшее выпускное давление, <i>мм рт. ст.</i>	0,05	0,3
Количество рабочей жидкости, <i>см³</i>	100	100
Рабочая жидкость	ВМ-1	или ВКЖ-94А
Мощность электронагревателя, <i>квт</i>	0,2	0,45
Вес насоса, <i>кг</i>	4,2	8
Высота насоса, <i>мм</i>	310	302
Необходимая быстрота откачки насоса предварительного разрежения, <i>л/сек</i>	0,2	0,2

Таблица IX

**Основные характеристики металлических паромасляных насосов малой
и средней производительности с водяным охлаждением**

Характеристика	Марка насоса					
	ИО-76-001	ММ-40А	ЦВЛ-100	Н-1С-2	Н-5С-М	Н-2Т-3
Рабочий диапазон давлений, мм рт. ст.	$1 \cdot 10^{-6}$ — $2 \cdot 10^{-4}$	$5 \cdot 10^{-6}$ — $2 \cdot 10^{-4}$	$3 \cdot 10^{-6}$ — $1 \cdot 10^{-4}$	$5 \cdot 10^{-7}$ — $1 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^{-7}$ — $5 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^{-6}$ — $5 \cdot 10^{-4}$
Средняя быстрота действия, л/сек	6,2	40	100	100	500	1500
Предельный вакуум (без вымораживающей ловушки), мм рт. ст.	$1 \cdot 10^{-6}$	$5 \cdot 10^{-6}$	$3 \cdot 10^{-6}$	$5 \cdot 10^{-7}$	$1 \cdot 10^{-7}$	$1 \cdot 10^{-6}$
Наибольшее выпускаемое давление, мм рт. ст.	0,2	0,05	0,1	0,4	0,2	0,3
Количество ступеней откачки	2	2	3	4	3	3
Количество рабочей жидкости, см ³	30	40	100	100	500	1100
Рабочая жидкость	ВМ-1	ВМ-1	ВМ-1	ВМ-1	ВМ-5	ВМ-1
Мощность электронагревателя, квт	0,11	0,45	0,45	0,5	0,7	1,7
Расход воды на охлаждение насоса (оптимальный), л/час	30	50	50	50	120	250
Высота насоса, мм	155	455	465	365	540	775
Вес, кг	0,6	6,9	6,3	10	22	65
Необходимая быстрота откачки насоса предварительного разрежения, л/сек	0,007	0,2	0,4	0,4	2,0	3,0

Физико-химические характеристики рабочих жидкостей для высоковакуумных паромасляных диффузионных насосов

Рабочая жидкость	Исходное сырье для получения рабочей жидкости	Метод получения	Удельный вес при 20°C, г/см ³	Молекулярный вес, г/моль	Упругость° пара при 20°C, мм рт. ст.	Температура, при которой упругость пара равна 1·10 ⁻² мм рт. ст., °C	Предельный вакуум насоса, мм рт. ст.
Масла: ВМ-1(Д-1А)	Медицинский вазелин	Однократная вакуумная разгонка	0,87	450	4·10 ⁻⁸ —2·10 ⁻⁹	140—150	Не хуже 2·10 ⁻⁶
ВМ-2(Д-1Б) ВМ-5	То же	Двукратная вакуумная разгонка	0,87	450	4·10 ⁻⁸ —2·10 ⁻⁹	140—150	Не хуже 3,5·10 ⁻⁶
ВМ-7	Турбинное масло	Вакуумная разгонка	0,87	450	1·10 ⁻⁸ —1·10 ⁻¹⁰	135—155	1·10 ⁻⁸
Силиконовые масла: ВКЖ-94А	Полиэтилсилоксановая жидкость	Высоковакуумная разгонка	—	—	3·10 ⁻⁶	140—150	1·10 ⁻⁶
ВКЖ-94Б	То же		0,97	700	≤5·10 ⁻⁸	120—160	2·10 ⁻⁶
ПФМС-2	Полифенилметилсилоксановая жидкость		0,97	700	1·10 ⁻⁸ —1·10 ⁻⁶	100—165	3·10 ⁻⁶ —1·10 ⁻⁵
Эфирные жидкости: Продукт ОФ	Изооктиловый спирт и фталевая кислота	То же	1,05—1,07	700	5·10 ⁻⁹ —7·10 ⁻⁷	95—100	2·10 ⁻⁶
Продукт ОС	Изооктиловый спирт и себаценовая кислота	Синтез	0,98	390	1·10 ⁻⁷	120—122	5·10 ⁻⁷ —1·10 ⁻⁶
		То же	0,91	426	≤2·10 ⁻⁸	141—143	1·10 ⁻⁷ —1·10 ⁻⁶

Таблица XI

Давление насыщенных паров и скорость испарения вакуумного масла ВМ-1 при различных температурах

Температура, °C	Давление насыщенного пара, мм рт. ст.	Скорость испарения	
		мг/ч·см ²	монослой ч·см ²
+ 30	$8 \cdot 10^{-9}$	$2 \cdot 10^{-2}$	250,0
+ 20	$1,7 \cdot 10^{-8}$	$4 \cdot 10^{-3}$	50
+ 10	$3,7 \cdot 10^{-9}$	$9,5 \cdot 10^{-4}$	12
0	$6,9 \cdot 10^{-10}$	$1,5 \cdot 10^{-4}$	2
- 10	$9,4 \cdot 10^{-11}$	$2,5 \cdot 10^{-5}$	0,3
- 20	$1,2 \cdot 10^{-11}$	$3,3 \cdot 10^{-6}$	0,04
- 30	$8,3 \cdot 10^{-13}$	$2,4 \cdot 10^{-7}$	0,003
- 40	$1,2 \cdot 10^{-13}$	$3,4 \cdot 10^{-8}$	$4 \cdot 10^{-4}$
-100	$1,7 \cdot 10^{-22}$	$5,6 \cdot 10^{-17}$	$7 \cdot 10^{-13}$
-196	$1,9 \cdot 10^{-65}$	$9,4 \cdot 10^{-65}$	10^{-55}

Таблица XII

Основные характеристики ионно-сорбционных насосов серии ГИН (испарение титана из твердой фазы)

Характеристика	Марка насоса			
	ГИН-0,0005Р	ГИН-0,5М1	ГИН-2	ГИН-5
Быстрота действия насоса по воздуху в диапазоне от $1 \cdot 10^{-6}$ до $1 \cdot 10^{-8}$ мм рт. ст., л/сек	5	500	2000	5000
Предельный вакуум, мм рт. ст.	$1 \cdot 10^{-9}$	$< 1 \cdot 10^{-9}$	$< 1 \cdot 10^{-9}$	$< 1 \cdot 10^{-9}$
Предварительное разрежение, необходимое для запуска насоса, мм рт. ст.	$1 \cdot 10^{-4}$	$\leq 1 \cdot 10^{-3}$	$\leq 1 \cdot 10^{-3}$	$\leq 1 \cdot 10^{-3}$
Срок службы испарителей при давлении 10^{-7} мм рт. ст., час	600	1500	3000	3000
Потребляемая мощность, квт	0,13	0,85	3,6	3,6
Вес насоса без блока питания, кг	1,1	36	100	216
Расход охлаждающей воды, л/мин	< 2	5	10	10

Т а б л и ц а XIII

Основные характеристики ионно-сорбционных насосов серии СИН (испарение титана из жидкой фазы)

Характеристика	Марка насоса	
	СИН-5	СИН-20
Быстрота действия насоса по водороду, л/сек	$5 \cdot 10^3$	$2 \cdot 10^4$
Предельный вакуум, мм рт. ст.	$(1 \div 2) \cdot 10^{-8}$	$(1 \div 2) \cdot 10^{-8}$
Скорость испарения титана, мг/мин	10,0	10,0
Потребляемая мощность, квт	1,4	1,4

Т а б л и ц а XIV

Основные характеристики электроразрядных насосов серии НОРД (высокое напряжение подается на катоды, а анодный блок заземлен)

Характеристика	Марка насоса			
	НОРД-10-1	НОРД-25-1	НОРД-100-1	НОРД-250-1
Быстрота действия насоса по воздуху при $p=5 \cdot 10^{-5}$ мм рт. ст., л/сек	10	25	100	300
Предельный вакуум, мм рт. ст.	$< 1 \cdot 10^{-10}$			
Предварительное разрежение, необходимое для запуска насоса, мм рт. ст.	$\leq 5 \cdot 10^{-2}$			
Расход воды для охлаждения анодного блока, л/мин	1	1—2	2	3
Напряжение источника питания, кв	—7	—7	—7	—7
Вес насоса (без блока питания), кг	7,5	13,5	46	120
Напряженность магнитного поля в разрядном промежутке, кэ	1	1	1	1

Таблица XV

Основные характеристики электроразрядных насосов серии НЭМ
(высокое напряжение подается на анодный блок, а катоды заземлены)

Характеристика	Марка насоса				
	НЭМ-10-1В	НЭМ-30-2	НЭМ-100-2	НЭМ-300-1	НЭМ-1Т-1
Быстрота действия насоса по воздуху при $p=5 \cdot 10^{-6}$ мм. рт. ст., л/сек	10	30	100	300	900
Предельный вакуум, мм рт. ст.	$5 \cdot 10^{-10}$	$< 1 \cdot 10^{-10}$			
Предварительное разрежение, необходимое для запуска насоса, мм. рт.ст.	$5 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-2}$	$1 \cdot 10^{-2}$	$1 \cdot 10^{-2}$	$1 \cdot 10^{-2}$
Напряжение источника питания, кв	+7	+7	+7	+7	+7
Вес насоса (без блока питания), кг	1,6	16,2	42	145	450
Напряженность магнитного поля в разрядном промежутке, кэ	0,7	0,7	1	1	1

Таблица XVI

**Относительная быстрота откачки различных газов
электроразрядными насосами**

Газ	Быстрота откачки, %	Газ	Быстрота откачки, %
Воздух	100	Азот	100
Водород	270	Окись углерода	85
Метан	270	Двуокись углерода	85
Дейтерий	210	Кислород	55
Аммиак	170	Гелий	11—20
Этиловый эфир	135	Аргон	1—4
Пары воды	130		

Таблица XVII

**Основные характеристики цеолитовых
адсорбционных насосов**

Характеристика	Марка насоса	
	ЦВН-0,1-2	ЦВН-1-2
Откачиваемый объем, л	10	100
Предельный вакуум, мм рт. ст.	10^{-2}	10^{-2}
Время откачки до предельного вакуума, час	1	1
Предварительное разрежение	Не требуется	Не требуется
Расход жидкого азота:		
первоначальный, см ³	1300	6000
установившийся, см ³ /час	200	250
Марка цеолита	5А	5А
Количество сорбента, кг	0,1	1,0
Вес насоса, кг	1,3	4,2

Таблица XVIII

Сорбционная емкость цеолита марки 5А
при температуре жидкого азота
для различных газов, см³/г

Равновесное давление, мм рт. ст.	Азот	Кислород	Аргон	Водород
$1 \cdot 10^{-2}$	102	80	30	0,32
$1 \cdot 10^{-3}$	37	8	3,0	0,06
$5 \cdot 10^{-4}$	15	4,2	0,9	0,05
$1 \cdot 10^{-4}$	4	1,5	0,13	0,030
$5 \cdot 10^{-5}$	—	1,0	0,06	0,014

Таблица XIX

Характеристика криогенного (конденсационного)
насоса ВК-40

Хладагент	жидкий водород
Температура конденсатора	20° К
Общая площадь конденсатора	$5 \cdot 10^3$ см ²
Быстрота действия насоса по воздуху	$4 \cdot 10^4$ л/сек
Расход жидкого азота	20 л/час
Расход жидкого водорода	2 л/час
Предельное давление	10^{-9} мм рт. ст.

Таблица XX

Характеристики радиоизотопных вакуумметров
(альфатронов)

Характеристика	Марка вакуумметра	
	ВР-3	ВР-4
Диапазон измеряемых давлений, мм рт. ст.	100— $5 \cdot 10^{-3}$	160— 10^{-5}
Тип датчика (преобразователя)	МР-2	МР-8
Конструкция датчика	Источник излучения распределен по поверхности анода	Двухкамерная с дисковым источником излучения
Источник радиоактивного излучения	Плутоний-239 в виде гидроокиси	Плутоний-238
Чувствительность по воздуху, а/мм рт. ст.	$1 \cdot 62 \cdot 10^{-10}$	$2,5 \cdot 10^{-9}$ (большая камера) $2,5 \cdot 10^{-12}$ (малая камера)
Число поддиапазонов	4	6

Таблица XXI
Характеристики тепловых вакуумметров

Характеристика	Марка вакуумметра		
	ВТ-2А	ВТ-3	ВСБ-1
Тип прибора	Термопарный	Термопарный	Сопротивления
Используемые датчики (преобразователи)	ЛТ-2 (ПМТ-2) ЛТ-4М МТ-8	ЛТ-2 (ПМТ-2) ЛТ-4М МТ-8	МТ-6
Диапазон измеряемых давлений, мм рт. ст.	1—10 ⁻³	5—10 ⁻³	30—10 ⁻²
Диапазон срабатывания блокировки по давлению, мм рт. ст.	—	—	30—10 ⁻¹
Потребляемая мощность, от	50	35	140
Вес прибора, кг	9	4,5	14

Таблица XXII
Значение чувствительности q_r термопарного преобразователя типа ЛТ-2 к различным газам

Газ	q_r	Газ	q_r
Воздух	1	CO ₂	0,94
CH ₄	0,61	CO	0,97
H ₂	0,67	He	1,12
H ₂ S	0,71	Ne	1,31
SO ₂	0,77	Ar	1,56
C ₂ H ₄	0,86	Kr	2,36

Таблица XXIII
Характеристики термоэлектронных ионизационных манометрических датчиков (преобразователей)

Тип датчика	Пределы измеряемых давлений, мм рт. ст.	Тип вакуумметра	Оформление
ЛМ-2 (ПМИ-2)	1 · 10 ⁻³ —1 · 10 ⁻⁷	ВИ-3, ВИТ-1, ВИТ-2	Стеклоанный
ЛМ-3	1 · 10 ⁻² —5 · 10 ⁻⁸	ВИТ-1А, ВИТ-2	»
ЛМ-3-2	1 · 10 ⁻² —5 · 10 ⁻⁸	ВИТ-1А, ВИТ-2	Металлический
ИМ-11	1 · 10 ⁻³ —1 · 10 ⁻⁹	ВИ-3, ВИТ-1А	Стеклоанный
ИМ-12	1 · 10 ⁻⁵ —1 · 10 ⁻¹⁰	ВИ-12	»
МИ-12-8	1 · 10 ⁻⁵ —1 · 10 ⁻¹⁰	ВИ-12	Металлический

Таблица XXIV

**Коэффициенты относительной чувствительности
термоэлектронного преобразователя ЛМ-2
(ПМИ-2) к различным газам**

Газ	R	Газ	R
Воздух	1	Kr	1,98
H ₂	0,47	Xe	2,7
Ne	0,25	CO ₂	1,53
He	0,17	CO	1,16
O ₂	0,95	CH ₄	1,25
Ar	1,31		

Коэффициент относительной чувствительности R рассчитывается по формуле

$$R = \frac{K}{K_B},$$

где K — чувствительность датчика к данному газу, а K_B — чувствительность по воздуху (азоту).

Если вакуумметр проградуирован в единицах давления по сухому воздуху, а требуется измерить давление другого газа, то истинное давление этого газа p_r можно подсчитать по измеренному кажущемуся давлению p_k и относительной чувствительности манометра R к данному газу,

$$p_r = \frac{p_k}{R}.$$

Таблица XXV

**Характеристики датчиков (преобразователей)
магнитных электроразрядных вакуумметров**

Тип датчика	Пределы измеряемых давлений, мм рт. ст.	Тип вакуумметра	Оформление
ММ-5	$8 \cdot 10^{-4} - 2 \cdot 10^{-6}$	ВМБ-1	Металлический
ММ-8	$1 - 5 \cdot 10^{-5}$	ВМБ-2, ВМ-1	»
ММ-13	$2 \cdot 10^{-2} - 1 \cdot 10^{-7}$	ВМБ-3	»
ММ-13М-4	$2 \cdot 10^{-2} - 1 \cdot 10^{-7}$	ВМБ-3, ВМБ-3А	Металлический разборный
ММ-15	$1 \cdot 10^{-1} - 1 \cdot 10^{-5}$	ВМБ-4, ВМБ-5, ВМ-5	Металлический
ММ-14С	$1 \cdot 10^{-4} - 1 \cdot 10^{-12}$	ВИМ-1, ВИМ-2	Стеклоанный
ММ-14М	$1 \cdot 10^{-4} - 1 \cdot 10^{-13}$	ВИМ-2	Металлический
ММ-22	$1 \cdot 10^{-2} - 1 \cdot 10^{-6}$	ВИМС-1-3	»

Таблица XXVI

Характеристики измерителей парциальных давлений и масс-анализаторов

Марка прибора	Тип прибора	Порог чувствительности, мм рт. ст.	Разрешающая способность М/ΔМ	Диапазон регистрируемых масс, а. е. м.	Диапазон рабочих давлений, мм рт. ст.	Регистрирующий прибор
ИПДО-1	Омегатрон	$3 \cdot 10^{-10}$	20	2—100	$1 \cdot 10^{-5}$ — $3 \cdot 10^{-10}$	Электронный потенциометр ЭПП-09
МХ-4301	»	$1 \cdot 10^{-10}$	25	1—100	$1 \cdot 10^{-5}$ — $1 \cdot 10^{-10}$	
МХ-6401	Радиочастотный масс-спектрометр	$5 \cdot 10^{-9}$	50	—	$1 \cdot 10^{-4}$ — $1 \cdot 10^{-8}$	Осциллографическая трубка
МСХ-3А	Импульсный времяпролетный масс-анализатор	$1 \cdot 10^{-9}$	30	1—250	$1 \cdot 10^{-5}$ — $1 \cdot 10^{-9}$	То же
МСХ-2М	То же	$1 \cdot 10^{-12}$	100	1—250	$1 \cdot 10^{-5}$ — $1 \cdot 10^{-8}$	» »
МСХ-4	» »	$1 \cdot 10^{-10}$	не менее 100	1—600	$1 \cdot 10^{-5}$ — $1 \cdot 10^{-9}$	» »
ЭФМ-1	Квадрупольный масс-спектрометр	$1 \cdot 10^{-9}$	50	1—50	$1 \cdot 10^{-3}$ — $1 \cdot 10^{-9}$	Электронный потенциометр ЭПП-09
МХ-7301	Радиочастотный однополярный масс-анализатор	10^{-10}	200 в обл. 70 а. е. м.	2—100	$1 \cdot 10^{-4}$ — $1 \cdot 10^{-10}$	
АПДП-2	Линейный резонансный масс-анализатор (фарвнтрон)	$1 \cdot 10^{-2}$	15—20	2—200	$1 \cdot 10^{-5}$ — $1 \cdot 10^{-9}$	Осциллографическая трубка

ЛИТЕРАТУРА

1. Д э ш м а н С., Научные основы вакуумной техники, изд. 2, М., «Мир», 1964.
2. Г р о ш к о в с к и й Я., Технология высокого вакуума, ИЛ, 1957.
3. Г е й н ц е В., Введение в вакуумную технику, т. I, Физические основы вакуумной техники, Госэнергоиздат, 1960.
4. Я к к е л ь Р., Получение и измерение вакуума, ИЛ, 1952.
5. К о р о л е в Б. И., Основы вакуумной техники, «Энергия», 1964.
6. В о с т р о в Г. А., Р о з а н о в А. Н., Вакуумметры, «Машиностроение», 1967.
7. Ш а м п е Р., Физика и техника электровакуумных приборов, т. I, Госэнергоиздат, 1963.
8. Л а н и с В. А., Л е в и н а Л. Е., Техника вакуумных испытаний, Госэнергоиздат, 1963.
9. К р ы л о в К. И., Физические основы электровакуумной техники, Госэнергоиздат, 1949.
10. Д а н и л и н Б. С., Вакуумные насосы и агрегаты, Госэнергоиздат, 1957.
11. Г у л я е в М. А., Е р ь х и н А. В., Измерение вакуума, Изд-во Комитета стандартов при Совете Министров СССР, 1967.
12. Г л а з к о в А. А., М и л о в а н о в а Р. А., Учебная лаборатория вакуумной техники, Атомиздат, 1971.
13. П и п к о А. И. и др., Конструирование и расчет вакуумных систем, «Энергия», 1970.
14. Ц е й т л и н А. Г., Пароструйные вакуумные насосы, «Энергия», 1965.
15. М е н х Г. Х., Техника высокого вакуума, «Энергия», 1965.
16. Я р в у р д Д., Техника высокого вакуума, Госэнергоиздат, 1960.
17. К у з н е ц о в В., Механические вакуумные насосы, Госэнергоиздат, 1959.
18. Т р е н д е л е н б у р г Э., Сверхвысокий вакуум, М., «Мир», 1966.
19. Ж о х о в с к и й С. К., Техника измерения давления и разрежения, М., Машгиз, 1952.
20. Д е в и с У., В а н д е р д а й к Т., Современная вакуумная техника, М., ИЛ, 1963.
21. Современная вакуумная техника, сб. статей, ИЛ, 1963.
22. Физика и техника сверхвысокого вакуума, сб. статей, Л., «Машиностроение», 1968.
23. Б а р н а р д Д., Современная масс-спектрометрия, М., ИЛ, 1957.
24. Остаточные газы в электронных лампах, сб. статей, М., «Энергия», 1967.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Раздел I. Некоторые вопросы физики разреженных газов

Глава 1.	Законы газового состояния	3
§ 1. 1.	Идеальные и реальные газы	3
§ 1. 2.	Закон Бойля-Мариотта	3
§ 1. 3.	Закон Гей-Люссака	4
§ 1. 4.	Закон Авогадро	5
§ 1. 5.	Уравнение состояния идеальных газов	6
§ 1. 6.	Закон Дальтона	7
§ 1. 7.	Различие между газом и паром	7
Глава 2.	Некоторые сведения из кинетической теории газов	8
§ 2. 1.	Основные положения кинетической теории газов	8
§ 2. 2.	Давление с точки зрения кинетической теории газов	9
§ 2. 3.	Закон распределения молекул газа по скоростям	11
§ 2. 4.	Число ударов молекул о стенку	14
Глава 3.	Свойства газов в зависимости от степени разрежения	16
§ 3. 1.	Средняя длина свободного пути молекул газа	16
§ 3. 2.	Определение степеней вакуума	19
§ 3. 3.	Теплопередача в разреженных газах	21
§ 3. 4.	Режим течения газов	22
Глава 4.	Некоторые физико-химические явления при низких давлениях	27
§ 4. 1.	Испарение и конденсация в вакууме	27
§ 4. 2.	Поглощение газов и паров твердыми телами	30
§ 4. 3.	Связывание газов при электрическом разряде	34

Раздел II. Получение вакуума

Глава 1.	Общие сведения	37
§ 1. 1.	Современные требования к вакууму и его значение в производстве электровакуумных приборов	37
§ 1. 2.	Понятие о процессе откачки и некоторые параметры вакуумных систем	38
§ 1. 3.	Методы определения быстроты действия вакуумных насосов	43
§ 1. 4.	Классификация вакуумных насосов и их параметры	48

Глава 2. Физические основы работы вакуумных насосов	51
§ 2. 1. Насосы, работа которых основана на использовании закона Бойля — Мариотта	51
§ 2. 2. Насосы, работа которых основана на использовании явления внутреннего трения	59
§ 2. 3. Молекулярные насосы	62
§ 2. 4. Насосы, работа которых основана на ионизации газа (ионные насосы)	76
§ 2. 5. Насосы, работа которых основана на использовании физико-химического связывания газов	81

Раздел III. Методы измерения низких давлений

Глава 1. Общие сведения	88
§ 1. 1. Связь между состоянием разрежения и абсолютным давлением газа	88
§ 1. 2. Диапазон и точность измерения низких давлений	89
§ 1. 3. Единицы измерения низких давлений	90
§ 1. 4. Классификация приборов для измерения низких давлений	91
Глава 2. Механические манометры	93
§ 2. 1. Гидростатические манометры	93
§ 2. 2. Деформационные манометры	99
Глава 3. Компрессионные манометры	105
§ 3. 1. Принцип работы	105
§ 3. 2. Методы градуировки и измерения	107
§ 3. 3. Конструктивные особенности компрессионных манометров	109
§ 3. 4. Преимущества и недостатки компрессионных манометров	113
Глава 4. Манометры, работа которых основана на использовании законов кинетической теории газов	114
§ 4. 1. Термомолекулярные манометры	114
§ 4. 2. Вязкостные манометры	118
Глава 5. Манометры, работа которых основана на использовании теплопроводности газов	120
§ 5. 1. Зависимость теплопроводности от давления газа	120
§ 5. 2. Манометры сопротивления	121
§ 5. 3. Термопарные манометры	124
§ 5. 4. Чувствительность тепловых манометров	126
§ 5. 5. Тепловые манометры расширения	129
Глава 6. Ионизационные манометры	131
§ 6. 1. Классификация ионизационных манометров	131
§ 6. 2. Электроразрядные манометры	132
§ 6. 3. Термоэлектронные ионизационные манометры	139
§ 6. 4. Чувствительность ионизационных манометров к различным газам	147
§ 6. 5. Манометры с радиоактивными источниками	150
Глава 7. Градуировка вакууметров (манометров)	154
§ 7. 1. Общие требования	154
§ 7. 2. Метод изотермического расширения	154
§ 7. 3. Метод постоянного объема	155
§ 7. 4. Метод переменной проводимости	156

**Раздел IV. Измерение парциальных давлений
и массовый анализ остаточных газов**

Глава 1. Статические масс-анализаторы	159
§ 1. 1. Масс-спектрометры с магнитным разделением ионов	159
§ 1. 2. Масс-анализатор с циклодальной фокусировкой (трохотрон)	162
Глава 2. Динамические масс-анализаторы	164
§ 2. 1. Общие замечания	164
§ 2. 2. Омегатронный масс-анализатор (омегатрон)	165
§ 2. 3. Радиочастотный масс-анализатор	167
§ 2. 4. Импульсный времяпролетный масс-анализатор	170
§ 2. 5. Квадрупольный масс-анализатор	171
§ 2. 6. Линейный резонансный масс-анализатор (фарвитрон)	175
Глава 3. Градуировка измерителей парциальных давлений	177
§ 3. 1. Градуировка по эталонным смесям газов	177
§ 3. 2. Оценка чувствительности масс-анализаторов к различным газам расчетным путем	179
Приложение	181
Литература	199

Кучеренко Евгений Трофимович

ПОЛУЧЕНИЕ И ИЗМЕРЕНИЕ
ВАКУУМА

Редактор *Балясная А. Е.*

Обложка художника *Коломиец И. С.*

Художественный редактор *Лелеко В. Д.*

Технический редактор *Хохановская Т. И.*

Корректор *Протвина А. И.*

Сдано в набор 11.V 1973 г. Подписано к печати
3.X. 1973 г. Формат бумаги $84 \times 108 \frac{1}{32}$. Сорт бу-
маги типографская № 2. Физ.-печ. л. 6,5. Усл. л.
10,92. Уч.-пзд. л. 8,99. Тираж 1080. Изд. № 59.
БФ 07001. Цена 91 коп. Зак. № 491.

Издательство издательского объединения «Вища
школа» при Киевском государственном универси-
тете 252001, Киев, Героев революции, 4а.

Киевская книжная типография научной книги Рес-
публиканского производственного объединения
«Полиграфкнига» Госкомиздата УССР, Киев, Ре-
пина, 4.

91 коп.

24

17189

74-3137